GIUSEPPE ARMELLINI

ASTRONOMIA SIDERALE

VOL. I

N. ZANICHELLI
BOLOGNA

Astron
A

GIUSEPPE ARMELLINI

DIRETTORE DEL R. OSSERVATORIO ASTRONOMICO DI ROMA

PROFESSORE NELLA R. UNIVERSITÀ DI ROMA

TRATTATO

DI

ASTRONOMIA SIDERALE

VOLUME I

PARTE GENERALE

24280
10. 4. 30

BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

MCMXXVIII

L'EDITORE ADEMPIUTI I DOVERI
ESERCITERÀ I DIRITTI SANCITI DALLE LEGGI

Copyright 1928 by Casa Ed. N. Zanichelli

Bologna, Cooperativa Tipografica Azzoguidi, XI-1928

INTRODUZIONE

La parte più moderna e più interessante dell'Astronomia è quella che si occupa dello studio delle stelle e che noi chiamiamo « Astronomia Siderale », dal latino « sidus » che significa appunto « stella ». Anzi, a questo proposito, sarà bene aggiungere che ci sembra meno appropriato il nome di « Astrofisica » che comunemente si adopera, giacchè la Astronomia Siderale si occupa non solo delle caratteristiche fisiche delle stelle (temperatura, grado di evoluzione ecc.) ma anche delle loro caratteristiche geometriche e meccaniche (dimensioni, massa, velocità ecc.). Inoltre essa si vale, nelle sue ricerche, non solo della fisica, ma anche della matematica, della meccanica e, perfino, del calcolo delle probabilità e dei metodi statistici.

Come dicevamo, l'Astronomia Siderale forma il capitolo più moderno della scienza dei cieli, giacchè, fin quasi alla fine del secolo XVIII, l'Astronomia si era occupata, quasi esclusivamente, del moto della Terra e dei pianeti intorno ai proprî centri di massa e intorno al Sole.

Ed infatti: lo studio del sorgere e del tramontare delle stelle, il fenomeno della *precessione degli equinozi*, scoperto da Ipparco (II. sec. av. G. C.), e quello della *nutazione* scoperto da J. Bradley (1693-1762), si riferivano piuttosto alla Terra che agli astri, giacchè indicavano solo che la Terra ruota intorno ad un asse il quale, a sua volta, cambia lentamente di direzione nello spazio, descrivendo un grande cono in 26000 anni circa ed eseguendo insieme delle piccole oscillazioni intorno alla sua posizione media. Analogamente l'*aberrazione* delle stelle, scoperta dallo stesso Bradley,

mostrava che la velocità della luce proveniente dagli astri si componeva con la velocità con cui la Terra si muove intorno al Sole, cagionando un' oscillazione, a periodo annuo, nella posizione apparente delle stelle sulla sfera celeste.

Più particolarmente, per quanto riguarda i pianeti, J. Kepler (1571-1630), fondandosi sulle osservazioni del suo maestro Tycho Brahe (1646-1601) e sul sistema eliocentrico del grande Copernico (1473-1543), aveva trovato: 1°) che essi descrivono orbite ellittiche di cui il Sole occupa un fuoco; 2°) che il loro movimento avviene in modo che il raggio vettore che congiunge il pianeta col Sole descrive aree proporzionali al tempo; 3°) che i quadrati dei tempi che i diversi pianeti impiegano a compiere una rivoluzione intorno al Sole sono proporzionali ai cubi degli assi maggiori delle loro orbite ellittiche. Quasi contemporaneamente Galileo Galilei (1564-1642) inventava una nuova scienza, la *Dinamica*, — e cioè quella parte della Meccanica che insegna a calcolare i movimenti che i corpi assumono sotto l'azione delle forze e viceversa — e più tardi I. Newton (1642-1727), fondandosi sui risultati di Galileo e di Kepler, scopriva la mirabile legge della « *Gravitazione Universale* », secondo cui i corpi celesti si attirano in ragione diretta delle masse ed in ragione inversa dei quadrati delle distanze.

Tale era lo stato delle cognizioni quando F. W. Herschel (1738-1822), come ben dice l'epigrafe dedicatagli dai posteri, « *Coeli aperuit claustra* », aprì cioè alla scienza i chiusi recessi del cielo gettando le basi dell'Astronomia Siderale.

Dopo aver trovato (1781) un nuovo pianeta, Urano, Herschel, ritiratosi nel suo osservatorio di Slough, continuò indefessamente ad osservare le singolarità del cielo, con i grandi riflettori che egli stesso aveva costruito. In tal modo scoprì circa duemila nebulose, esaminò i movimenti delle stelle doppie, trovò che il sistema solare si sposta tra gli astri dirigendosi verso la costellazione dell' Ercole, ed infine, con i suoi « *scandagli stellari* », studiò la distribuzione apparente delle stelle sulla volta celeste, ricavandone le prime nozioni sulla forma dell' Universo Sidereo. Nasceva così l'Astronomia Siderale: si apriva agli studiosi un nuovo ed

immenso campo da esplorare, nel quale le scoperte dei posteri dovevano presto moltiplicarsi con grande rapidità.

Non è nostra intenzione tracciare la storia dei progressi di questo grande ramo dell'Astronomia; diremo soltanto che, poco dopo la morte di Herschel, BESSEL, STRUVE ed HANDERSON riuscirono a risolvere il difficile problema della « *parallasse* » stellare, misurandone il valore per la 61 Cygni, per α Lirae e per α Centauri, che furono così le prime stelle di cui si conobbe la distanza. Ma, sopra tutto, verso la metà del sec. XIX, G. B. DONATI (1826-1873), A. SECCHI (1818-1878), W. HUGGINS (1824-1910), N. LOCKYER (1836-1920), sviluppando le prime ricerche del FRAUNHOFER (1787-1826), applicarono l'*analisi spettroscopica* alla luce stellare. S'inaugurò così quella grande via per la quale l'Astronomia Siderale potè raggiungere le sue migliori conquiste: vale a dire potè determinare la natura chimica delle sostanze contenute nell'atmosfera delle stelle, la loro temperatura, la velocità radiale degli astri e — secondo le ultime scoperte — anche la distanza di stelle lontanissime.

Un poco più tardi, verso la fine del sec. XIX, per opera specialmente di E. PICKERING (1846-1919), sorse la moderna *fotometria stellare* di precisione con le sue numerose applicazioni allo studio delle *stelle variabili* e — come per coronare questi magnifici successi — i progressi della chimica crearono le lastre secche ultrasensibili, al bromuro d'argento, permettendo così alla *fotografia* di venire in aiuto della spettroscopia e della fotometria.

Nè basta: lo studio delle *stelle doppie e multiple*, iniziato dal grande HERSCHEL, trovò valorosi continuatori in F. W. STRUVE (1793-1854), in A. SECCHI (1818-1878), E. DEMBOWSKY (1812-1881) ecc., mentre le prime ricerche herscheliane sulla distribuzione delle stelle venivano proseguite dallo stesso STRUVE, da G. V. SCHIAPARELLI (1835-1910), da G. CELORIA (1842-1920), da K. SCHWARZSCHILD (1873-1916) e, più recentemente, da J. C. KAPTEYN (1851-1922) e dalla sua scuola, dando origine alla moderna « *Statistica Stellare* » che tanta luce ha portato sulla costituzione dell'Universo Sidereo.

Ma, se grandissimo è lo sviluppo che l'Astronomia Side-

rale ha assunto al giorno d'oggi e se innumerevoli sono le memorie scientifiche che vi si riferiscono, difettiamo invece di trattati moderni che espongano la vasta materia in modo esauriente, chiaro e rigoroso.

Il bel libro del P. A. SECCHI [1], opera veramente eccellente nel suo genere, è ormai vecchio di cinquanta anni e, così pure, conta circa trenta anni l'ottimo trattato di CH. ANDRÈ [2]. Possediamo, è vero, in materia, buoni e recenti manuali di divulgazione, come ad es. il NEWCOMB-LUDENDORFF [3], il DINGLE [4], il DOIG [5], il GRAFF [6], il YOUNG-RUSSELL [7] ecc.; ma, non ostante molti pregi, la loro esposizione popolare e senza calcoli, li rende inadatti per gli studiosi più colti. All'opposto, il vasto *Handbuch der Astrophysik*, di cui a Berlino si è iniziata la pubblicazione con la collaborazione di molti astronomi, matematici e fisici, deve piuttosto considerarsi come un'enciclopedia di consultazione che come un libro di studio, per cui si richiede un'esposizione sintetica ed unità di autore e di vedute.

Mosso da tali ragioni e desiderando di dare una guida agli studiosi ed in particolare ai giovani astronomi, ho cercato di colmare questa lacuna con la pubblicazione del presente *Trattato di Astronomia Siderale*, in cui mi sono proposto di esporre il vasto argomento con forma semplice e sintetica e con metodo rigorosamente scientifico.

Più precisamente, questo trattato sarà diviso in tre volumi, con l'ordine seguente:

---

(1) Cfr.: *Le stelle, saggio di Astronomia Siderale del* P. A. SECCHI (Milano, Dumolard, 1877).

(2) Cfr.: CH. ANDRÈ, *Traité d'Astronomie Stellaire* (Paris, Gauthier, 1899 e 1900).

(3) Cfr.: NEWCOMB.ENGELMANNS, *Populäre Astronomie herausgegeben von Pr.* H. LUDENDORFF (Leipzig, Engelmann, 1921).

(4) Cfr.: H. DINGLE *Modern Astrophysics* (London, Collins, 1924).

(5) P. DOIG, *Outline of Astrophysics*, (London, 1927).

(6) Cfr.: GRAFF *Grundriss der Astrophysik* (Wien, Minerva, 1927).

(7) Cfr.: *A Revision of Young's manual of Astronomy* by H. N. RUSSELL, Vol. I; *The Solar System*, Vol. II; *Astrophysics and Stellar Astronomy* (London, Ginn., 1927).

1. Il primo volume, che è il presente, si occupa delle nozioni di carattere generale, dell'Uranografia o descrizione del cielo, e dei metodi di osservazione e di misura di cui si vale l'Astronomia Siderale.

2. Il secondo volume riporterà i risultati delle osservazioni, le ricerche moderne sopra la vita ed evoluzione delle stelle e sopra la loro costituzione interna e tratterà inoltre delle stelle multiple e delle stelle variabili.

3. Infine il terzo volume sarà dedicato alla Statistica Stellare, ai movimenti delle stelle ed in particolare al moto del Sole, alle nebulose, ai clusters ed alla costituzione generale dell'Universo Sidereo.

Ho già detto che l'Astronomia Siderale si vale delle risorse unite della matematica e della fisica; ma, volendo rendere il trattato accessibile ad un maggior numero di lettori, ho creduto di restringere in note a piè di pagina ed in alcuni paragrafi segnati con asterisco gli argomenti che richiedono l'uso del calcolo differenziale ed integrale ed, in genere, delle matematiche superiori. In tal modo, tranne qualche dettaglio o dimostrazione, tutta l'opera sarà leggibile anche dai numerosi amatori di astronomia ed in generale da coloro che, nel campo matematico e fisico, posseggono soltanto quelle cognizioni che vengono impartite nei licei: minimo di cultura necessario per comprendere un trattato scientifico.

Soltanto, a questo riguardo, debbo ricordare che, formando l'Astronomia Siderale la parte più elevata della scienza dei cieli, essa presuppone necessariamente negli studiosi alcune cognizioni di Astronomia Sferica, le quali però potranno acquistarsi senza sforzo nei molti e buoni libri didattici che trattano dell'argomento [1].

---

[1] Per una prima conoscenza elementare dell'Astronomia Sferica può bastare il piccolo manuale di Astronomia di N. Lockyer tradotto dal Celoria e dal Volta (Milano, Hoepli). Ma, per coloro che desiderano formarsi una buona cultura di Astronomia Sferica, citiamo tra i testi italiani l'ottimo *Trattato di Astronomia* del Porro (Bologna, Zanichelli); tra i francesi, il *Cours d'Astronomie* di H. Andoyer (Paris, Hermann),

Terminando, mi sia lecito aggiungere alcune osservazioni dirette allo sviluppo dell'Astronomia Siderale nel nostro paese.

Venendo dunque ai nostri Osservatori Astronomici dobbiamo anzitutto rilevare con gioia gli aiuti ottenuti in questi ultimi anni ed i notevoli progressi compiuti. Il nuovo riflettore di Milano, la « torre solare » di Firenze, la « camera orizzontale con celostato » dell'Osservatorio di Roma ecc. rappresentano degli acquisti preziosissimi e testimoniano delle alte cure del Governo per l'incremento della Scienza Nazionale.

Ma, mentre siamo ormai bene arredati per quanto riguarda l'Astronomia Sferica e l'Astronomia Generale, non può dirsi ancora altrettanto dell'Astronomia Siderale, che usa telescopi di grande apertura onde raccogliere la massima quantità di luce. Ora, secondo l'ultimo *Index Generalis* del Montessus de Ballore (Paris, Spes, 1927), il numero complessivo dei cannocchiali rifrattori e dei telescopi riflettori di apertura di due piedi, o maggiore, è di ventuno per gli Stati Uniti, di nove per la sola Inghilterra, di otto per la Germania,

---

il *Cours d'Astronomie* di B. Baillaud (Paris, Gauthier), ed il *Traité d'Astronomie Spherique et d'Astronomie Pratique* del Brunnow, tradotto in francese dall'Andrè (Paris, Gauthier); tra gl'inglesi e americani il *Compendium of Spherical Astronomy* di S. Newcomb (New-York, Macmillan).

Per gli astronomi è pure assai importante il vasto *Manual of Spherical and Practical Astronomy* di W. Chauwenet (London, Trubner), sebbene, per la sua mole, non sia consigliabile per una prima lettura.

Infine, per comodità di quei lettori che vogliono interamente dedicarsi all'Astronomia, noteremo, per ciò che riguarda la teoria delle orbite dei pianeti e delle comete, e la Meccanica Celeste propriamente detta, il *Cours de Mècanique Céleste* di H. Andoyer (Paris, Gauthier), il *Traité de Mécanique Céleste* di F. Tisserand (Paris, Gauthier), la *Mechanik des Himmels* di C. L. Charlier (Leipzig, Veit), il *Traité de la determination des orbites des Comètes et des Planètes* di T. Oppolzer, tradotto in francese dal Pasquier (Paris, Gauthier), la *Bahnbestimmung der Himmelskorper* di J. Bauschinger (Leipzig, Engelmann) e la *Theoretische Astronomie* di W. Klinkerfues (Braunschweig, Vieweg).

di otto per la Francia e di uno soltanto (sebbene ottimo) per l'Italia. Se si pensa che la produzione scientifica annua cresce in proporzione col numero degli strumenti impiegati nelle osservazioni, si comprenderà come sia opportuno colmare questa deficienza di riflettori; e ciò tanto più che il nostro meraviglioso e tranquillo cielo latino, ricco di numerose notti serene, offrirebbe ottime condizioni per lo sviluppo dell'Astronomia Siderale.

Noi crediamo anzi che la stessa industria ottica nazionale — che tanto egregiamente esponeva poco fa a Padova i suoi prodotti — potrebbe sopperire in gran parte, o forse anche nella totalità, a questi bisogni della Scienza e ci auguriamo che, con la collaborazione di tutti, l'Astronomia Siderale acquisti alta floridezza sotto il bel cielo di una Nazione che diede i natali a GALILEO e che fu maestra a COPERNICO.

G. ARMELLINI

PARTE PRIMA

URANOGRAFIA

Capitolo Primo

Cenni storici sopra le costellazioni.

§ 1. - Le costellazioni nell'antichità classica.

1. Generalità. Col nome di *Uranografia* (da οὐρανός = cielo e γράφω = descrivo) intendiamo quella parte dell'Astronomia Siderale che si occupa della descrizione delle costellazioni e delle loro particolarità. Ne inizieremo lo studio con alcuni cenni storici, limitandoci ai popoli dell'antichità classica, presso cui ebbero origine i nostri asterismi.

Diciamo anzitutto che la vecchia questione di sapere dove e quando sia nata l'astronomia, deve oggi considerarsi come superata, essendo più plausibile di ammettere che le prime generazioni umane, forse indipendentemente le une dalle altre, abbiano rivolto la loro attenzione ai fenomeni celesti, per sapere come fosse regolato il ritorno delle stagioni, quali notti fossero illuminate dalla Luna ecc.; in una parola, per soddisfare ad elementari bisogni della vita.

Naturalmente però, mentre presso alcuni popoli la scienza astronomica restò allo stato embrionale, presso altri essa si sviluppò rapidamente, aiutata anche dalla credenza di poter *presagire il futuro*, come pure dal *culto degli astri* che risulta assai diffuso nell'antichità.

E certamente questi primi osservatori del cielo, spinti dalle credenze religiose e dalla fervida immaginazione, come pure dalla *necessità di descrivere* e di dare il nome a quanto vedevano, unirono mentalmente delle stelle vicine, formando così le prime costellazioni, differenti naturalmente per i singoli popoli. Così Orione, nel quale l'antichità classica vedeva un gigante, rappresenta invece per i Bakairi, antico

popolo brasiliano, un grande telaio per asciugare la pasta [1]. E analogamente l'Orsa Minore rappresenta presso i Maya, dell'America Centrale, una scimmia che tiene la stella polare all'estremità della sua coda, ecc.

Limitandoci più particolarmente al mondo classico, possiamo dire che la Grecia antica, la nostra grande maestra, apprese le costellazioni dalla Caldea ed in parte dall'Egitto, il quale a sua volta, specialmente per quanto riguarda le costellazioni zodiacali, fu anch'esso assai probabilmente tributario della Caldea, come tra breve passeremo a vedere.

2. Tra le stelle, che richiamarono in particolar modo la attenzione degli uomini, furono quelle dello Zodiaco; e ciò precisamente in relazione al moto apparente del Sole e della Luna, la quale serviva da calendario presso i popoli più antichi, come avviene tuttora presso alcuni selvaggi.

E poichè la Luna percorre lo Zodiaco in circa ventotto giorni, sorse evidente l'idea di trovare nello Zodiaco delle *stelle indicatrici* che potessero servire per misurare questo movimento, e si ebbero così le famose *stazioni lunari* di cui troviamo traccie sicure negli antichi popoli asiatici e presso gli Egiziani. Così per es. in India esse erano chiamate *nakshatra*, come appaiono ricordate negli antichi libri vedici; in Cina erano conosciute col nome di *siù*, cioè il ricovero di una notte; presso gli Arabi con quello di *menazil*, ecc. La identificazione delle stelle, studiata nei vari casi da Le Gentil, Colebrooke, J. B. Biot, Burgess, A. Veber, G. Schlegel, Hommel, ecc., ha gettato molta luce sulla storia dell'Uranografia.

Dal corso della Luna, si passò poi al corso del Sole; dalle

---

[1] Cfr. K. Von den Steinen, *Unter den Naturvolkern Zentralbrasiliens.*

Siamo dolenti che i limiti di questo libro non ci permettano di dire nulla sopra il culto degli astri, e specialmente del Sole e della Luna, su cui v'è già un'estesa bibliografia. Cfr. p. es. F. Cumont, *La théologie solaire du paganisme romain*, in Mem. des Ac. des Inscrit., T. XII (Paris, 1909).

stelle indicatrici del moto lunare, a quelle relative al moto solare, e quindi alle costellazioni zodiacali propriamente dette.

Nei primi anni del secolo passato, una pittura zodiacale, trovata in Egitto a Denderah, l'antica Tentyra, dalla spedizione francese del 1798, ed alla quale si attribuiva a torto una antichità favolosa, aveva indotto gli storici a credere che i primi inventori dello Zodiaco fossero gli antichi Egiziani. Ma pochi anni dopo il Letronne (1) dimostrava che lo Zodiaco di Denderah era una pittura di epoca romana, mentre in appresso gli scavi incominciati fin dal 1842 dal Botta sul suolo di Ninive e proseguiti fino ad oggi in varie parti della Mesopotamia, riportavano alla luce migliaia di mattoni coperti di scrittura cuneiforme, che si trovano ora raccolti al British Museum di Londra, e che mostrarono la superiorità dell'astronomia babilonese sopra l'egiziana.

Infatti appena i progressi dell'assiriologia permisero di leggere questi importanti documenti, se ne rinvennero tra essi molti di carattere astronomico, la cui interpretazione, dovuta in gran parte ai padri Epping, Strassmaier (2) e Kugler (3), mostrò che i Caldei, fino dalla distruzione di Ninive (VII sec. a. C.) avevano dei veri osservatori astronomici, che calcolavano, osservavano e presagivano i principali fenomeni celesti: indizio di una scienza già ben progredita e le cui origini debbono quindi risalire ad epoche assai più remote.

E così, in perfetto accordo col giudizio di antichi scrittori (4), alla Mesopotamia, al Sennahar biblico, è tornato incontrastato il vanto di essere stata la principale culla della scienza degli astri. Da essa dunque dovremo partire per lo studio della storia delle costellazioni.

---

(1) *Analyse critique des réprésentations zodiacales de Denderah et d'Esné.* (Mem. de l'Ac. des Inscriptions, XVI, 102).

(2) Epping und Strassmayer, *Astronomisches aus Babylon.* Freiburg, Horder 1889.

(3) Kugler, *Die Babilonische Mondrechnung.* Freiburg, Horder 1890.

(4) Cfr. Platone, *Epinomis*; Diodoro Siculo, *Bibl. historica*, II; Cicerone, *De Divinatione*, I, 2 ecc.

3. Caldei. Le nostre cognizioni sopra la Mesopotamia rimontano circa a tremila anni a. C., ed a quei tempi ne troviamo occupata la parte inferiore (attualmente Jrak Arabi) da due popoli di stirpe diversa: i Sumeri e gli Accadi. I primi, più civili ed intelligenti, occupavano la parte meridionale del paese, quasi sulle rive del Golfo Persico, con le città di Eridu, Erec, Ur, ecc, e parlavano una lingua che i glottologi non possono ancora classificare con certezza. Gli Accadi invece, abitanti a nord, erano più rozzi, ma più attivi ed intraprendenti e sembra che appartenessero alla stirpe semitica. Tra i due popoli si ebbero vari contrasti, che terminarono con la vittoria definitiva degli Accadi, i quali estesero il loro dominio a tutto il paese, costituendo così il regno dei Sumeri ed Accadi, con capitale Ur.

Circa cinque secoli dopo, verso il duemila a. C., Hamurabi, re di Babilonia, distrusse questo regno, imponendo a tutta la regione il dominio babilonese. Seguirono poi le lotte tra Babilonia e Ninive, che terminarono nel 607 a. C. con la distruzione di Ninive e la fondazione del grande impero caldaico.

Come abbiamo visto, gli storici antichi affermavano concordemente che l'Astronomia era stata assai coltivata dai Caldei; ma noi mancavamo di notizie precise, quando gli scavi cominciati nel 1842 dal Botta a Mosul, sul suolo di Ninive, e continuati poi in altri luoghi da Layard, da H. Rossam, da G. Smith ecc, hanno fatto nuova luce sull'argomento. Infatti gli studi di Strassmayer, Epping e Kugler, sui mattoni scritti in caratteri cuneiformi, di cui abbiamo parlato poco fa, hanno dato modo di scoprire una parte della grande *Enciclopedia Astronomica* che ASSUR-BANI-PAL, antipenultimo re di *Ninive* (667 a. C.) aveva posto nella biblioteca della sua città.

Più precisamente [1] è risultato che la storia dell'astro-

---

[1] Cfr. SCHIAPARELLI, *I primordi dell'Astronomia presso i Babilonesi* ed *I progressi dell'Astronomia presso i Babilonesi*, in Scientia (Rivista di Scienza), vol. III e IV (1908).

nomia caldaica si può dividere in due grandi periodi, il primo dei quali abbraccia circa venti secoli, estendendosi dall'origine alla caduta di Ninive, mentre l'altro, più breve, va dalla caduta di Ninive all'ultima rovina di Babilonia. Il primo di essi è di pura astronomia osservativa, mentre nel secondo vediamo il calcolo astronomico già sufficientemente sviluppato, senza però che i Caldei arrivassero mai all'altezza di Ipparco, di Aristarco o di Eratostene, come sosteneva a torto una antica leggenda.

Riferendoci particolarmente al primo periodo, che presenta maggiore interesse per il nostro argomento, risulta che i Caldei, fin dalle remote antichità avevano degli osservatori astronomici, costituiti probabilmente dagli *ziggurat*, cioè da torri piramidali a più piani, annesse ai loro templi e di cui è stato ritrovato un avanzo a Khorsabad. Ivi un collegio di astronomi e sacerdoti osservava i fenomeni celesti, sotto la guida di un capo e ne riferiva al re i risultati. Ecco per esempio un rapporto che il capo degli astronomi di Arbela inviava al re Assur-bani-pal: « Al re mio signore, il tuo servo Istar-iddina-apal, capo degli astronomi della città di Arbela; Nabü, Marduk ed Istar di Arbela siano propizi al re mio signore. Nel giorno 29, si fece guardia; la casa di osservazione fu annuvolata; la Luna non fu veduta. Mese di Sebat, giorno 1, eponimia di Bel-harran-sadu ».

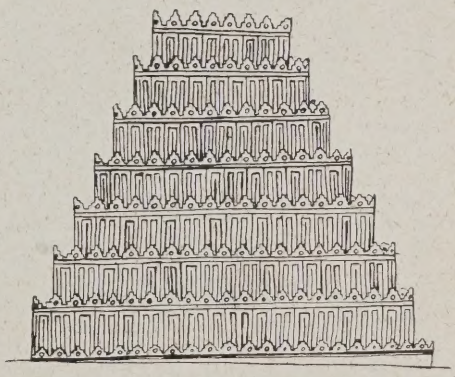


Fig. 1.
Restituzione dello Ziggurat di Khorsabad.
(Contenau).

4. Per regolare il calendario, i Babilonesi si servivano del levare eliaco ossia del tempo in cui una stella comincia a vedersi ad oriente, poco prima del levare del Sole; ed anzi, per maggiore esattezza, adoperavano parecchie *stelle*

indicatrici, ripartite in vari mesi dell'anno. Una lista di esse, ritrovata da Smith e conosciuta col nome di *planisfero di Ninive*, ne comprende trentasei, cioè tre per ogni mese. E assai probabilmente queste stelle, disposte lungo l'*Harran samsi*, cioè lungo la via del Sole, corrispondente alla nostra moderna eclittica, furono il germe da cui nacque lo Zodiaco.

In ogni caso, le costellazioni zodiacali si trovano già effigiate in bassorilievi del secolo XIII av. C., ed anzi nel poema

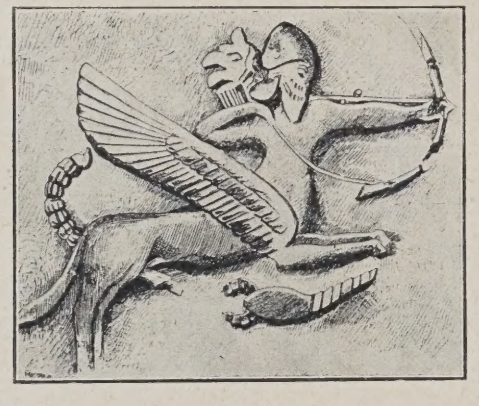


Fig. 2.
Il « Pa » o Sagittario alato a due teste.
(Dal Boll).

assiro di Gilgamo, i cui primi brani risalgono forse al 2000 a. C. se ne fa una probabile allusione. Come il nostro, lo Zodiaco caldaico cominciava con la costellazione di *Dilgan*, cioè dell'Ariete; seguiva il *Gud-anna* o il toro celeste; il *Mas-tebba-gal-gal* o i grandi gemelli; l'*Ur-a* cioè il leone, la cui stella principale, che noi chiamiamo Regolo — cioè il piccolo re — aveva in perfetta corrispondenza il nome di Sarru o Lugal, cioè il re; il *Gir-Tab* o scorpione; il *Pa* o sagittario alato *a due teste*, piuttosto simile ad un centauro con la coda di scorpione, ecc.

Nel più antico Zodiaco, manca ancora la bilancia: si trattava quindi di una divisione undecimale, in cui comparivano gli animali del *Tiamat* assiro, collocati in cielo, quasi

in esilio, dopo la loro sconfitta terrena. Ma in epoche posteriori, riconosciuti i vantaggi della divisione duodecimale, il posto vacante fu riempito con la Bilancia, per significare l'uguaglianza dei giorni e delle notti.

Più tardi, nel *Libro della Creazione*, che apparve a Babilonia all'epoca di Assur-bani-pal, si parla di 36 costella-

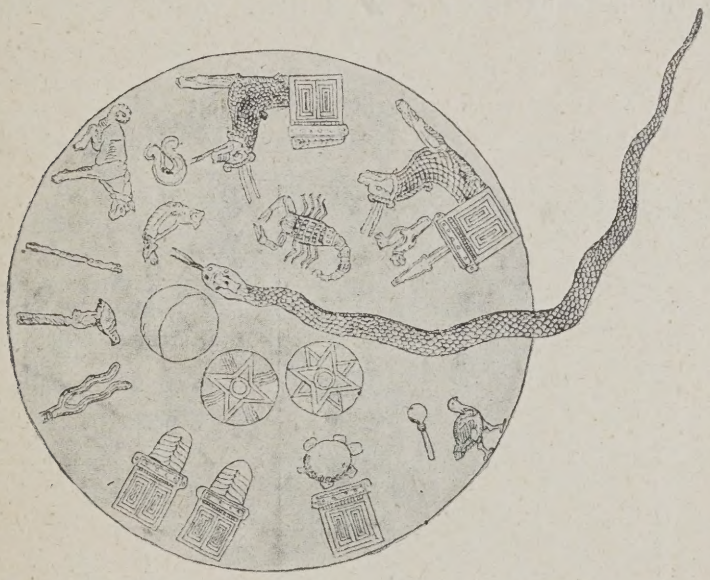


Fig. 3.
Planisfero Babilonese.
(Dal Boll).

zioni: 12 zodiacali, 12 boreali e 12 australi. In generale, possiamo dire che i Caldei avevano la tendenza a riunire le stelle in *poche* e *grandi* costellazioni, all'opposto di ciò che fecero i Tartari ed i Cinesi, che moltiplicarono i gruppi, arrivando ad una Uranografia così incomoda, che il cielo cinese comprende 300 costellazioni e quello tartaro 319! [1].

---

[1] Insieme con lo Zodiaco, merita di essere ricordato il *ciclo dei dodici animali*, usato nell'Asia Orientale, nel Tibet, nella Cina e nel Giappone, per indicare la denominazione di ciascun anno e antica-

5. Egiziani. Ricordiamo anzitutto che gli studi moderni hanno notevolmente ridotto la cronologia egiziana; Menete, primo fondatore delle dinastie storiche, viene ora posto verso il tremila a. C., mentre si ammette che i sovrani anteriori, i cosidetti prefaraonici, possano rappresentare una durata di circa mille anni, onde in complesso, non sembra che la civiltà egiziana debba ritenersi più antica di quella mesopotamica.

---

mente, anche dei mesi e dei giorni, e che deriva forse da una antica divisione dell'equatore celeste in dodici parti. I dodici animali del cielo asiatico erano:

1. Il Cane
2. Il Gallo
3. La Scimmia
4. La Pecora
5. Il Cavallo
6. Il Serpente
7. Il Drago
8. La Lepre
9. La Tigre
10. Il Bue
11. Il Sorcio
12. Il Maiale.

Fig. 4.
Il Planisfero del Bianchini con lo Zodiaco ed il Dodecaoro. (Dal Boll).

Ora, nel 1705, fu scoperto a Roma, sull'Aventino un bassorilievo — conosciuto oggi col nome di *Planisfero del Bianchini*, e conservato nel museo del Louvre a Parigi — dove si veggono, insieme con altri simboli celesti, una serie di animali, tra cui il cane, il serpente, il granchio, l'asino, il leone, la capra, il bue. Ed il Boll (*Sphaera*, Leipzig, 1903), pubblicando con nuovi commenti la descrizione del cielo dell'astronomo babilonese Teucro, vissuto nel I secolo d. C., ha ora mostrato che il planisfero del Bianchini è precisamente il *ciclo delle dodici ore*, di Teucro, formato dei seguenti animali:

1. Il Gatto
2. Il Cane
3. Il Serpente
4. Lo Scarafaggio
5. L'Asino
6. Il Leone
7. Il Becco
8. Il Toro
9. Lo Sparviero
10. La Scimmia
11. L'Ibis
12. Il Coccodrillo.

Se ne conclude che il ciclo dei dodici animali è di probabile origine mesopotamica, e che dalla Caldea si diffuse poi in tutto l'Oriente, fino alla Cina e al Giappone.

Come in Caldea, anche in Egitto, la matematica e l'astronomia furono previlegi della classe sacerdotale; ed anzi un papiro scritto dal sacerdote Ahmes (1900 a. C.) e conservato al Museo Britannico nella collezione Rhind, mostra come fin da quel tempo, si conoscessero le operazioni aritmetiche sopra i numeri interi e frazionari. Ma al contrario dei Caldei, che, come è notissimo, usavano un sistema di numerazione duodecimale e sessagesimale, gli Egiziani dividevano il cerchio in quadranti ed ottanti; e soltanto quando cominciarono a fiorire i commerci con l'Asia, sotto Ramses II, vediamo apparire in Egitto la divisione sessagesimale del cerchio, e quella nonagesimale dell'angolo retto [1]. In tal modo i Greci, che appresero tale divisione dagli Egiziani, furono indirettamente allievi dei Babilonesi.

In particolare, per quanto si riferisce alle costellazioni, sappiamo che gli antichi Egiziani, nell'Orsa Maggiore, vedevano raffigurata la coscia di Tifone, come troviamo nel Ramesseum e nelle tombe dei re a Tebe [2]. La costellazione di Orione, rappresentava il dio Osiride, mentre quella vicina della Lepre era la regina Anubi. Sembra poi, secondo Usener, che la costellazione della Nave sia di origine egiziana; e questa opinione è convalidata dal fatto che gli Egiziani vedevano nel Sole e nella Luna due grandi navi luminose e nelle stelle altre piccole barche luminose varcanti il Nilo celeste.

Il Dragone era sostituito da un ippopotamo femmina; e, secondo il Biot, il Leone era costituito dalle stelle dell'Idra.

Per lo Zodiaco, accennammo già allo Zodiaco di Denderah ed alla famosa antichità che vi si attribuiva, mentre è ora dimostrato che esso appartiene all'epoca romana. Sembra invece che gli Egiziani si siano limitati ad individuare presso l'eclittica trentasei stelle indicatrici, o *decani*, ognuna delle quali indicava il cammino del Sole per dieci giorni; lo

---

(1) Cfr. STEINDORFF, *Die Blützeit der Pharaonen*, pag. 44.

(2) Cfr. BRUGSCH, *Tesaurus*, 124; MASPERO, *Hist. anc. des peuples de l'Orient class., Les origines*, pag. 94.

Zodiaco propriamente detto vi fu importato dalla Mesopotamia ed il Boll [1] cita a questo proposito il sagittario alato a due teste, originario di Babilonia e scoperto più tardi in molte pitture egiziane. Naturalmente, passando in Egitto, lo Zodiaco subì qualche alterazione; così per es. gli astronomi egiziani non potevano dare al quinto segno il nome del Leone, per evitare confusioni con la loro costellazione del Leone, situata come abbiamo visto presso l'Idra.

In complesso, l'uranografia egiziana, benchè abbia subito l'influenza babilonese quando i due popoli vennero a contatto per le loro relazioni commerciali, appare originariamente autonoma; ed anzi noi dobbiamo riconoscere in essa una fonte da cui attinsero molti altri popoli, e cioè i Greci, i Fenici, gli Ebrei e forse anche gl'Indiani. Così per es. gli Ebrei chiamavano la costellazione di Orione col nome di Kesil, ciè « l'uomo forte »; gli Arabi « al gehar » cioè « il gigante »; gli Indiani vi simboleggiavano il dio Trisanki; è quindi evidente l'origine comune da una uranografia più antica e forse dall'egiziana, nella quale, come dicemmo, Orione rappresentava il dio Osiride.

6. Ebrei. È oggi ben noto come gli Ebrei abbiano attinto gran parte delle loro cognizioni astronomiche dagli Egiziani ed, in misura anche maggiore, dai Babilonesi; ciò che del resto appare chiaramente, per limitarci ad un solo fatto, dal confronto dei mesi ebraici con quelli babilonici.

Più specialmente per quanto riguarda le costellazioni, ricordiamo come la questione abbia avuto un grande contributo dai lavori dello Schiaparelli [2] il quale è riuscito a ritrovare i significati moderni di alcune di esse, nominate nella *Bibbia* nei libri di Giobbe e di Amos. Così per

---

[1] Cfr. F. Boll, *Sphaera, neue griechische Texte und Untersuchungen zur Geschichte der Sternbilder*. Teubner, Leipzig, 1903.

[2] Cfr. Schiaparelli, *L'Astronomia nell'Antico Testamento*, Milano, Hoepli, 1903.

es. egli identifica la costellazione del *Mizrajim*, ricordata in Giobbe [1], con le due Orse che gli Ebrei paragonavano a due ventilabri, essendo Mizrajim il duale di Mizreh che in ebraico significa appunto « ventilabro ». A tale proposito è anzi certamente curiosa l'analogia con i Cinesi, che vedono nell'Orsa una mestola; ma sarebbe assurdo dedurne una confluenza delle due uranografie, giacchè questa costellazione ha una forma così somigliante ad un ventilabro o ad una mestola, che non vi è nulla di strano nell'ammettere che questo fatto sia stato notato da vari popoli, indipendentemente l'uno dall'altro.

Nello stesso libro di Giobbe vengono ricordate le Iadi con la frase l'*Esch coi suoi figli*, la quale indicherebbe Aldebaran, (cioè letteralmente *la stella del fuoco* così chiamata per il suo forte colore giallo rossastro) e le stelle minori che compongono la costellazione del Toro. Si riscontrano pure nella *Bibbia* le Pleiadi indicate col nome di *Kimah*, cioè il cumulo; la costellazione del Centauro e della Nave con la bellissima Canopo, rammentate nel sacro testo con l'espressione poetica di *Chadre theman* (Penetralia Austri) cioè le gioie del cielo australe, ed infine la costellazione di Orione chiamata — come dicemmo — col nome di *Kesil*, l'uomo forte.

Aggiungiamo ancora che la locuzione *Nachasch bariach*, cioè il serpente fuggitivo — il « coluber tortuosus » della Vulgata — potrebbe indicare il dragone che divide le due orse, sebbene questa interpretazione sia soggetta a parecchi dubbi.

Per quanto poi riguarda l'antichità di questi testi, ricordiamo che Amos fu contemporaneo ai regni di Azaria in Giuda e Geroboamo II in Israele, cioè visse 1800 anni circa prima di G. C. Il libro di Giobbe invece è attribuito da alcuni commentatori a Mosè, mentre altri lo ritardano fino alla captività babilonese (588 a. G. C.) ed i più lo credono dell'età salomonica e cioè del secolo decimo prima di G. C.

---

(1) *Dal Chadrê viene la tempesta, e dai Mizrajim il freddo* (Giobbe, XXXVII, 9),

7. Greci. Come gli storici affermano concordemente la Grecia, nelle scienze esatte, deve essere considerata come la grande allieva della Caldea e dell'Egitto: allieva che superò ben presto i propri maestri e divenne a sua volta il faro più luminoso del sapere. Del resto la stessa tradizione racconta come Talete di Milesio (640-548 a. G. C.) apprendesse la matematica e l'astronomia dai sacerdoti egiziani, mentre Erodoto (II, 109) ci fa sapere che l'uso degli orologi a sole fu importato in Grecia da Babilonia [1].

Ma, all'opposto della Caldea e dell'Egitto, dove il sapere era privilegio esclusivo della casta sacerdotale, in Grecia si ebbe la libera discussione; ed il popolo ellenico potè così lasciare nella storia delle scienze un solco tanto profondo che i secoli non varranno a distruggere.

Per venire alle costellazioni, alcune di esse furono importate dall'Egitto ed altre — tra cui le zodiacali — da Babilonia, onde i Greci stessi vedevano i « *Pesci dell'Eufrate* » nel dodicesimo asterismo dello Zodiaco.

Non occorre aggiungere però, che i Greci non si limitarono ad un'importazione passiva, ma trasformarono gran parte delle costellazioni ricevute e le ribattezzarono con i nomi della loro mitologia [2]. Ed anzi, è stato osservato che mentre il cielo greco magnifica la spedizione degli Argonauti, esso tace completamente sopra gli eroi della guerra di Troia, ciò che potrebbe indurci a credere che in quell'epoca (sec. XII a. G. C.) molte costellazioni avessero già ricevuto il loro nome. Ed a questo proposito ricordiamo che Clemente Alessandrino, fondandosi specialmente sulla Gigantomachia, credeva che le costellazioni fossero state insegnate ai Greci nel sec. XIII a. G. C. da CHIRONE, il quale

---

[1] « Derrière la Grèce, se dresse la civilisation assyro-babilonienne qui la domine de tout le prestige de son passè, et plus nous apprenons à connâitre le vieil Orient, plus la jeune Grèce nous apparâit sa tributaire ». (CONTENAU, *La Civilisation Assyro-Babitonienne*. Paris, Payot, 1922). E del resto la traduzione di documenti cuneiformi ha mostrato che molti miti greci derivano da corrispondenti miti babilonesi.

[2] « [Graecia] stellis numeros et nomina fecit ».

avebbe pure disegnato una sfera celeste ad uso degli Argonauti.

In ogni caso, nel sec. IX a. G. C. parecchie costellazioni avevano già ricevuto il loro nome; ed infatti nell'*Iliade* troviamo ricordate le *Pleiadi*, le *Iadi*, *Orione* e l'*Orsa Maggiore* o *Carro* (1). L'*Odissea*, di poco posteriore all'*Iliade*, nomina *Boote*, guardiano dell'*Orsa*; ed ESIODO (884 a. G. C.) ricorda *Arturo* e *Sirio*.

In epoche posteriori troviamo l'*Acquario* ricordato in Pindaro (560 a. G. C.) ed il *Capricorno* ed il *Sagittario* in Anacreonte (560-478 a. G. C.). Così pure, FERECIDE d'Atene racconta la leggenda di Orione, ELLANICO di Mitilene quella delle sette Pleiadi, figlie di Atlante, ECATEO quella dell'Idra ecc. Infine alcuni anni dopo, EUDOSSIO di CNIDO (409-356 a. G. C.) dava una descrizione delle costellazioni, descrizione che ARATO (278 a. G. C.) versificò in un poema, tradotto poi in latino da Cicerone. E lo stesso Eudossio costruiva una sfera celeste con le costellazioni, l'equatore, l'eclittica, i tropici ed i coluri; sfera rimasta celebre nell'antichità e di cui un esemplare, forse poco posteriore, si ammira al Museo di Napoli nell'Atlante Farnese.

8. Dopo la conquista macedone, il centro degli studi si spostò da Atene ad Alessandria di Egitto, fiorente sotto il regno dei Tolomei, che vi avevano fondato il famoso Museo con una ricca biblioteca ed un Osservatorio Astronomico. E ad Alessandria vediamo fiorire ERATOSTENE, uno dei maggiori astronomi dell'antichità, vero e grande genio, che tra gli altri suoi lavori, si occupò anche delle costellazioni nei suoi *Catasterismi* (2). Anche IPPARCO, autore di un

---

(1) E le Pleiadi, e le Iadi, e la stella
D'Orïon tempestosa; e la grande Orsa
Che pur Plaustro si noma. Intorno al polo
Ella si gira ed Orïon riguarda,
Da i lavacri del mar sola divisa.
(OMERO, *Iliade*, XVIII; trad. di V. Monti).

(2) Κατά Ἀστηρίσμους, cioè « Sopra le costellazioni ».

catalogo stellare che lo condusse all'importantissima scoperta della precessione degli equinozi, ebbe molti contatti con la scuola di Alessandria, sebbene fosse nato a Rodi.

Più tardi, a Roma, M. MANILIO, nel suo poema didascalico *Astronomicon* e C. HYGINO ci danno nuove descrizioni poetiche del cielo. Infine nel II secolo d. G. C. in Alessandria di Egitto, CLAUDIO TOLOMEO scriveva il suo *Grande Compendio di tutta l'Astronomia*; compendio conosciuto col nome di *Almagesto* [1], che riporta un elenco di 48 costellazioni, in parte modificate dallo stesso Tolomeo onde renderle più omogenee e più adatte alle figure rappresentate.

Queste costellazioni, dette tolemaiche, sono le seguenti:

A) 21 *Costellazioni a nord dello Zodiaco*, e cioè: l'Orsa Maggiore, l'Orsa Minore, il Dragone, la Corona Boreale, Cefeo, Boote, l'Uomo Inginocchiato (ὁ ἐν γούνασι, corrispondente al nostro Ercole), la Lira, il Cigno, Cassiopea, Perseo, il Cocchiere, Ofiuco, il Serpente, la Saetta, l'Aquila (Antinoo), il Delfino, il Cavallo (ὁ ἵππος, corrispondente al nostro Pegaso), la parte anteriore del Cavallo (ἵππου προτομή, corrispondente al nostro Cavalluccio), Andromeda ed il Triangolo o Delta del Nilo.

B) 12 *Costellazioni zodiacali* e cioè: l'Ariete, il Toro, i Gemelli, il Cancro, il Leone, la Vergine, la Bilancia, lo Scorpione, il Sagittario, il Capricorno, l'Acquario e i Pesci; costellazioni che il poeta latino Ausonio (IV sec. d. G. C.) ricorda nei ben noti versi:

Sunt Aries, Taurus, Gemini, Cancer, Leo, Virgo
Libraque, Scorpio, Arcitenens, Caper, Amphora, Pisces.

V'è solo da avvertire che Tolomeo chiama la Bilancia col nome di Chele (χήλαι), ciò che si deve attribuire al fatto che

---

[1] *Almagesto* è una corruzione araba del titolo dato da Tolomeo alla sua opera: Μεγάλη Σύνταξις. Come è noto, i traduttori arabi cambiarono la parola Μεγάλη (grande) in Μέγιστη (grandissima), in sentimento di ammirazione verso l'opera di Tolomeo; la quale fu quindi chiamata dagli Arabi *Al Magisti* d'onde la parola latina *Almagestum*.

essa, come dicemmo, faceva anticamente parte dello Scorpione, e ne rappresentava appunto le « chele » o pinze anteriori.

C) 15 Costellazioni a sud dello Zodiaco, e cioè: la Balena, Orione, il Fiume (Ποταμός, che noi chiamiamo ora Eridano ed allora corrispondeva al Nilo), la Lepre, il Cane (ossia il nostro Cane Maggiore), Procione o il Cane Anteriore (Προκύων, che noi chiamiamo Cane Minore, riservando il nome di Procione alla sua stella principale), Argo, l'Idra, il Cratere, il Corvo, il Centauro, la Fiera (θηρίον, corrispondente all'odierna costellazione del Lupo), l'Incensiere (θυμιατήριον, corrispondente al nostro Altare), la Corona Australe ed il Pesce Australe.

Con Claudio Tolomeo giungiamo alla fine della prima parte della nostra rapida storia: egli riassume il sapere delle generazioni precedenti e pone le basi a quello di molte generazioni future. Con lui termina, per l'Astronomia, l'era antica e s'inizia il medio evo astronomico.

§ 2. - Le costellazioni da Tolomeo ai nostri giorni.

9. Senza parlare della regione australe, allora in gran parte sconosciuta, rimanevano nell'Uranografia di Tolomeo parecchie stelle non appartenenti a nessuna costellazione e che venivano quindi chiamate *informi*; occorreva dunque di completare l'opera del grande astronomo alessandrino, ed a ciò si volsero gli scienziati dopo la rinascita degli studi in Europa.

Il lavoro fu iniziato da Tycho Brahe, includendo definitivamente nel cielo la costellazione della *Chioma di Berenice*. E diciamo definitivamente, giacchè essa era stata già proposta da Conone di Samo, astronomo e geometra greco del II sec. a. G. C., per ricordare la capigliatura che Berenice, regina egiziana, consacrò ad Afrodite, per la salvezza del marito Tolomeo Evergete. Ma, come vedemmo, questa costellazione non compariva ancora tra le tolemaiche, benchè Tolomeo indichi col nome di πλόχαμος (treccia) questo gruppo di stelle.

Poco dopo G. Bayer, nel suo Atlante Celeste, pubblicato ad Ulma nel 1603, introduceva la costellazione boreale della *Colomba* e dodici costellazioni australi; e, nel 1679, A. Royer aggiungeva altre cinque costellazioni, tra cui la famosa *Croce del Sud*.

Nelle due annesse tabelle riporteremo per disteso i nomi di tutte queste costellazioni, come pure delle altre, dovute ad autori che indicheremo tra breve; qui vogliamo solo osservare che sembra sicuro che Bayer, per l'esecuzione del suo lavoro, si sia servito delle descrizioni del cielo australe, lasciate dai navigatori Amerigo Vespucci, Andrea Corsali, ed in particolar modo Pietro Dircksz (Petrus Theodori). Quanto alla Croce del Sud, ricordiamo che le quattro stelle principali che la compongono erano note a Tolomeo, il quale le inseriva nella costellazione del Centauro, ed erano pure note nel Medio Evo dai racconti degli Arabi. Lo stesso Dante, le nomina nel primo canto del Purgatorio [1] come simbolo delle quattro virtù cardinali, e sebbene alcuni commentatori ritengano che l'Alighieri abbia alluso a stelle simboliche, noi non crediamo che questa opinione vada seguita, giacchè è probabile che Dante conoscesse l'*Almagesto* di Tolomeo, tradotto in latino fin dal 1230, da un testo arabo, forse per opera di Gerardo da Cremona.

Anche le così dette « *nuvole di Magellano* » delle quali dovremo spesso occuparci in seguito, e che Royer considera come due costellazioni del cielo australe (Nube Maggiore e Nube Minore), erano state descritte dal Corsali, e menzionate assai più anticamente, dall'astronomo persiano Al Sufi, nel secolo X. Quanto ai « *sacchi di carbone* », essi si trovano ricordati per la prima volta da Pinson, nel 1499, ma vennero descritti con esattezza soltanto dal Lacaille verso il 1750.

Proseguendo la nostra storia, dobbiamo ora ricordare

---

(1) « Io mi volsi a man destra, e posi mente
All'altro polo e vidi quattro stelle
Non viste mai, fuor che alla prima gente ».

(Dante, *Purg.*, I, 22-24).

HEVEL, che, nel suo *Firmamentum Subiescianum* introduceva altre undici costellazioni; HALLEY, che staccava dalla parte sud della Nave un gruppo di stelle con cui formò la Quercia di Carlo, in ricordo di questo re e FLAMSTEED che introduceva le due nuove costellazioni del Monte Melano e del Cuore di Carlo.

Ma l'Uranografia Australe ebbe incremento ancora più notevole per opera del LACAILLE, il quale, in una memoria pubblicata nell'Accademia delle Scienze di Parigi nel 1752, proponeva l'introduzione di altre quattordici costellazioni e d'altra parte, divideva la costellazione tolemaica della Nave in quattro asterismi, e cioè la Carena, l'Albero, la Poppa e la Vela.

Circa vent'anni dopo, LE MONNIER aggiungeva la costellazione della Renna, e LALANDE le costellazioni del Gatto, del Quadrante Murale e del Mietitore: quest'ultima in onore dell'astronomo Messier, il cui nome preso letteralmente, significa appunto mietitore. E, quasi tuttociò non bastasse, POCZOBOUT formava la costellazione del Toro Reale di Poniatowski, il P. HELL quella della Arpa di Giorgio, BODE introduceva nel suo planisfero altre sette costellazioni ecc.

10. Si era giunti così a quasi centoventi asterismi, e il loro numero sarebbe continuato ad aumentare, col risultato immancabile di ridurre la nostra uranografia ad una specie di labirinto, simile alla sfera tartara o alla cinese, se ARGELANDER non si fosse energicamente opposto a questo grave pericolo.

In conseguenza, molte costellazioni sono state radiate, ed il numero di quelle attualmente in uso è stato ridotto allo stretto necessario e, per queste ultime, il Congresso dell'Unione Astronomica Internazionale, tenuto a Roma nel maggio 1922, ha proposto l'*uso esclusivo dei nomi latini* e l'adozione delle abbreviazioni *di tre lettere*, dovute ad Hertzsprung e a Russell. Nelle seguenti tabelle I e II, riportiamo dapprima l'elenco delle costellazioni attualmente in uso con il nome latino, il simbolo abbreviativo e l'autore, e quindi l'elenco delle principali costellazioni radiate, con il nome in latino, l'autore e le costellazioni di cui fanno attualmente parte.

TABELLA I

Costellazioni attualmente in uso.

N.	NOME LATINO	NOME ITALIANO	ABBREVIAZIONE	AUTORE
		A) **Costellazioni a Nord dello Zodiaco.**		
1	Andromeda	Andromeda	And	C. Tolomaica
2	Aquila	Aquila	Aql	»
3	Auriga	Cocchiere	Aur	»
4	Bootes	Boote	Boo	»
5	Camelopardalis	Giraffa	Cam	Hevel
6	Canes Venatici	Levrieri	CVn	»
7	Cassiopeia	Cassiopea	Cas	C. Tolomaica
8	Cepheus	Cefeo	Cep	»
9	Coma	Chioma di Berenice	Com	Conone
10	Corona Borealis	Corona Boreale	CrB	C. Tolomaica
11	Cygnus	Cigno	Cyg	»
12	Delphinus	Delfino	Del	»
13	Draco	Dragone	Dra	»
14	Equuleus	Cavalluccio	Equ	»
15	Hercules	Ercole	Her	»
16	Lacerta	Lucertola	Lac	Hevel
17	Leo Minor	Leoncino	LMi	»
18	Lynx	Lince	Lyn	»
19	Lyra	Lira	Lyr	C. Tolomaica
20	Ophiucus	Ofiuco (Serpentario)	Oph	»
21	Pegasus	Pegaso	Peg	»
22	Perseus	Perseo	Per	»
23	Sagitta	Saetta	Sag	»
24	Serpens	Serpente	Ser	»
25	Triangulus	Triangolo	Tri	»
26	Ursa Maior	Orsa Maggiore	UMa	»
27	Ursa Minor	Orsa Minore	UMi	»
28	Vulpecula	Volpetta	Vul	Hevel

(Seguito Tabella I).

N.	Nome Latino	Nome Italiano	Abbreviazione	Autore
		***B)* Costellazioni zodiacali.**		
29	Aries	Ariete	Ari	C. Tolomaica
30	Taurus	Toro	Tau	»
31	Gemini	Gemelli	Gem	»
32	Cancer	Cancro	Can	»
33	Leo	Leone	Leo	»
34	Virgo	Vergine	Vir	»
35	Libra	Bilancia	Lib	»
36	Scorpius (Scorpio)	Scorpione	Sco	»
37	Sagittarius (Arcitenens)	Sagittario	Sgr	»
38	Capricornus (Caper)	Capricorno	Cap	«
39	Aquarius (Amphora)	Acquario	Aqr	»
40	Pisces	Pesci	Psc	»
		***C)* Costellazioni a Sud dello Zodiaco.**		
41	Antlia	Macchina Pneumatica	Ant	Lacaille
42	Apus	Uccello del Paradiso	Aps	Bayer
43	Ara	Altare	Ara	C. Tolomaica
44	Argo	Nave Argo	Arg	»
45	Caelum	Bulino	Cae	Lacaille
46	Canis Maior	Cane Maggiore	CMa	C. Tolomaica
47	Canis Minor	Cane Minore	CMi	»
48	Centaurus	Centauro	Cen	»
49	Cetus	Balena	Cet	»
50	Chamaleon	Camaleonte	Cha	Bayer
51	Circinus	Compasso	Cir	Lacaille
52	Columba	Colomba	Col	Bayer
53	Corona Australis	Corona Australe	CrA	C. Tolomaica
54	Corvus	Corvo	Crv	»
55	Crater	Cratere o Tazza	Crt	»
56	Crux	Croce del Sud	Cru	Royer

(Seguito Tabella I).

N.	Nome Latino	Nome Italiano	Abbreviazione	Autore
57	Doradus	Dorado	Dor	Bayer
58	Eridanus	Eridano	Eri	C. Tolomaica
59	Fornax	Fornello Chimico	For	Lacaille
60	Grus	Gru	Gru	Bayer
61	Horologium	Orologio	Hor	Lacaille
62	Hydra	Idra femmina	Hya	C. Tolomaica
63	Hydrus	Idra maschio	Hys	Bayer
64	Indus	Indiano	Ind	»
65	Lepus	Lepre	Lep	C. Tolomaica
66	Lupus	Lupo	Lup	»
67	Mensa	Mensa	Men	Lacaille
68	Microscopium	Microscopio	Mic	»
69	Monoceros	Unicorno	Mon	Hevel
70	Musca	Mosca	Mus	Bayer
71	Norma	Squadra	Nor	Lacaille
72	Octans	Ottante	Oct	»
73	Orion	Orione	Ori	C. Tolomaica
74	Pavo	Pavone	Pav	Bayer
75	Phoenix	Fenice	Phe	»
76	Pictor	Pittore (Cavalletto del)	Pic	Lacaille
77	Piscis Australis	Pesce Australe	PsA	C. Tolomaica
78	Pyxis	Bussola	Pyx	Lacaille
79	Reticulum	Reticolo	Ret	»
80	Sculptor	Scultore	Scl	»
81	Scutum	Scudo di Sobieski	Sct	Hevel
82	Sextans	Sestante	Sex	»
83	Telescopium	Telescopio	Tel	Lacaille
84	Triangulum Australe	Triangolo Australe	TrA	Bayer
85	Tucana	Tucano (Oca Indiana)	Tuc	»
86	Volans	Pesce Volante	Vol	»

TABELLA II.

Principali costellazioni cadute in disuso.

N.	Nome Latino	Nome Italiano	Autore	Costellazione di cui fa parte
1	Antinous	Antinoo	Cost. Tolomaica	Aquila
2	Cervus tarandus	Renna	Lemonnier	Cefeo e Cassiopea
3	Columba	Colomba	Bayer	Eridano e Cane Mag.
4	Cor Caroli	Cuore di Carlo	Flamsteed	Levrieri
5	Custos Messium	Mietitore	Lalande	Cefeo e Cassiopea
6	Felis	Gatto	Lalande	Idra
7	Globus aereus	Aerostato	Bode	Pesce Australe
8	Harpa Georgii	Arpa di Giorgio	P. Hell	Argo
9	Honores Frederici	Trofeo di Federico	Bode	Andromeda
10	Libella	Livella	Bode	Triangolo Australe
11	Lilia Ludovici XIV	Gigli di Luigi XIV	Royer	Ariete
12	Lochium	Log	Bode	Argo
13	Machina Electrica	Macchina Elettrica	Bode	Bulino
14	Mons Maenalus	Monte Menalo	Flamsteed	Boote
15	Musca Borealis	Mosca B.	Royer	Ariete
16	Nubes Maior	Nube Maggiore	Royer	Idra maschio
17	Nubes Minor	Nube Minore	Royer	Idra maschio
18	Officina Typogr.	Officina Tipografica	Bode	Argo
19	Quadrans	Quadrante murale	Lalande	Boote
20	Robur Caroli	Quercia di Carlo	Halley	Argo
21	Sceptrum Brandeb.	Scettro di Brandeb.	Bode	Eridano
22	Taurus Regalis P.	Toro reale di Poniatowski	Poczobut	Ofiuco
23	Telescopium H.	Telescopio di Herschel	Bode	Cocchiere

Dobbiamo ancora avvertire che alcuni, secondo il Lacaille, scompongono la costellazione di Argo nelle sue parti e cioè nella *Carena* (Carina, Car) nella, *Poppa* (Puppis, Pup) e nella *Vela* (Vela, Vel) portando così il numero delle costellazioni ad 88; ma la modificazione non ci sembra lodevole. Ancora meno lodevole è l'aggiunta delle Iadi e delle Pleiadi, che alcuni trattati di astronomia considerano come costellazioni, mentre sono semplici gruppi stellari appartenenti alla costellazione del Toro.

11. Termineremo questo primo capitolo ricordando alcune proposte di modificazioni nella nomenclatura delle costellazioni.

La più importante è quella di JULIUS SCHILLER (1627) di Augsburg, il quale nella sua opera *Coelum stellatum Christianum* sostituì i nomi classici con altri tolti dalla *Bibbia* e dall'*Agiografia*: così i dodici segni dello Zodiaco sono dedicati ai dodici Apostoli, la costellazione di Perseo è sostituita da S. Paolo, Orione da S. Giuseppe, la nave Argo dall'arca di Noè, il serpentario da Benedetto X, Pegaso dall'Arcangelo Gabriele, il Cocchiere da S. Girolamo, Cassiopea da S. Maria Maddalena, il Centauro da Abramo, il Cane Maggiore dal re David ecc.

Anche Guglielmo SCHICKAIL, nel suo *Astroscopium* (1623) e G. P. HARSDÖRFFER nelle sue *Deliciae* (1651) proposero analoghe modificazioni, cambiando per es. i Gemelli in Esaù e Giacobbe, la Chioma di Berenice in quella di Assalonne, Orione in Giosuè, Perseo con la testa di Medusa in David con la testa di Golia ecc.; mentre E. WEIGEL nella sua *Sphaerica* (Jena, 1688) volle introdurre nel cielo gli stemmi delle case regnanti.

Infine, nel secolo passato, OLBERS propose qualche modificazione [1] mentre più radicalmente J. HERSCHEL [2] espose

---

[1] *On a reformation of the Costellations and a revision of the nomenclature of the stars.* Monthly Notices, V, 1843.

[2] *Report of a Comittee for revising the nomenclature of the stars.* Brit. Ass., 1844.

l'idea di abolire le costellazioni, sostituendole con la divisione del cielo in grandi quadrilateri, limitati dai cerchi orari e dai paralleli, a ciascuno dei quali si sarebbe potuto dare un nome particolare.

Inutile ripetere che la grandissima maggioranza degli astronomi ha respinto con ragione tutte queste innovazioni; ma ciò non ostante a noi sembra che la nomenclatura del cielo australe debba essere sottoposta ad una revisione. Basterà in proposito considerare due cose, e cioè:

1° La completa mancanza di omogeneità tra il cielo boreale, dedicato alla meravigliosa mitologia greca (Cassiopea, Cefeo, Andromeda ecc.) e quello australe freddamente ed aridamente realistico (macchina pneumatica ecc.);

2° La sovrabbondanza delle costellazioni australi rispetto a quelle boreali, contandosi 28 costellazioni a Nord dello Zodiaco e 46 costellazioni al Sud.

La nomenclatura del cielo australe dovrebbe essere, secondo noi, armonizzata con quella del cielo boreale, riducendo il numero delle costellazioni e sviluppando qualche mito o dando il posto ad eroi o deità fino ad ora esclusi dal cielo, come ad es. Ettore, simbolo dell'amor patrio [1].

---

[1] In accordo a quanto si è detto, aggiungiamo che l'ultimo Congresso Internazionale di Astronomia (Cambridge, 1925) ha nominato una commissione per la revisione delle costellazioni.

Capitolo Secondo

Il cielo stellato.

§ 1. - Nozioni generali.

12. Premesso questo breve cenno storico, entriamo nel campo vivo dell'Uranografia e passiamo ad una sommaria descrizione del cielo stellato.

Sarebbe fuor di luogo di dedicare una parola di ammirazione a questo sublime spettacolo, che è veramente il più bello che l'occhio umano possa contemplare; qui dobbiamo, nostro malgrado, comprimere il sentimento e procedere sopra una strada rigorosamente scientifica. Seguendo dunque il metodo impostoci, premetteremo alcune nozioni di carattere generale per poi passare all'esame delle costellazioni.

Come giustamente scriveva poco fa il Prof. Curtis [1], gli oggetti celesti [2] possono suddividersi in *cinque grandi generi*, ben distinti tra loro, e cioè:

1° Le stelle;
2° Gli ammassi globulari di stelle;
3° Le nebulose diffuse o irregolari;
4° Le nebulose planetarie;
5° Le nebulose spirali.

Fermiamoci brevemente su ciascuna di queste categorie.

---

[1] Cfr. *The spiral nebulae and the constitution of the Universe.* « Scientia », 1924, I.

[2] Escludiamo naturalmente i corpi celesti appartenenti al Sistema Planetario (Sole, pianeti, satelliti, comete) il cui studio non appartiene all'Astronomia Siderale.

13. Le Stelle. Nomenclatura. Nell'antichità e nel medio evo gli astronomi indicavano le stelle più lucenti sia con un nome proprio, sia con la posizione che esse occupano nelle rispettive costellazioni; per es. la stella del piede destro di Orione, la prima stella della coda del Capricorno ecc. Si deve ad Alessandro Piccolomini [1] l'idea di rappresentare gli astri di ciascuna costellazione con le lettere dell'alfabeto latino; essa non attecchì per allora, ma quaranta anni dopo venne ripresa dal Bayer che si servì dell'alfabeto greco, *seguendo il disegno della costellazione, e subordinatamente, l'ordine di luminosità.*

Così per es. in Andromeda, egli indica con α, β, γ le stelle più lucenti che s'incontrano *a partire dalla testa* della figura, e quindi passa alle stelle meno brillanti, che vengono chiamate con le lettere successive dell'alfabeto greco, procedendo sempre nello stesso ordine. Non bastando l'alfabeto greco, si adopera il *latino.*

Questo metodo è ancora usitatissimo — naturalmente per le stelle visibili ad occhio nudo — ed insieme ad esso si usa ancora la notazione di Flamsteed d'indicare le stelle di ciascuna costellazione con cifre arabe, procedendo nel senso delle ascensioni rette crescenti, e cioè da ponente a levante.

Ciò non ostante le stelle più luminose ritengono ancora l'antico nome proprio, nella maggior parte dei casi di origine araba [2] o greca, come passiamo ad indicare nella seguente tabella III, restringendoci a quelli più usati.

Evidentemente però, quando il telescopio permise di numerare le stelle a milioni, i metodi di Bayer e di Flamsteed divennero inapplicabili. Al giorno d'oggi essi rimangono quindi in uso soltanto per le stelle lucenti, mentre per le

---

(1) A. Piccolomini, *La sfera del Mondo.* Venezia, 1566.

(2) Molti dei nomi arabi delle stelle più luminose ci sono stati trasmessi dall'astronomo persiano Abd al Rahman al Sufi (903-986 d. G. C.) nel suo catalogo stellare, tradotto recentemente, dall'arabo, dallo Schjellerup e pubb. nel 1874 negli Atti dell'Acc. delle Scienze di Pietrogrado.

TABELLA III.

Nomi propri di alcune stelle.

NOME	STELLA	SIGNIFICATO ETIMOLOGICO
1. Achernar	α Eridani	Dall'arabo « Akhir-nahr » cioè « la foce del fiume ».
2. Albireo	β Cygni	Forse dall'arabo « al minkar » e cioè « il becco ».
3. Alcione	η Tauri	Dal latino Alcyon, nome di una figlia di Eolo, personificata nella stella più brillante delle Pleiadi.
4. Alcor	g Ursae Maioris	Dall'arabo « al-khawwarah » e cioè « la debole ».
5. Aldebaran	α Tauri	Dall'arabo « al dabaran » e cioè « la seguente » giacchè essa segue le Pleiadi.
6. Algenib	α Persei	Dall'arabo « al gianib » ossia « il fianco ».
7. Algol	β Persei	Dall'arabo « al ghul » ossia « il demonio ».
8. Alpherat	α Andromedae	Dall'arabo « Surrat al faras » e cioè « l'ombelico del cavallo » dove Andromeda tiene la testa.
9. Altair (*non* Atair)	α Aquilae	Dall'arabo « Al nasr al tair » e cioè « l'Aquila volante ».
10. Antares	α Scorpi	Dal greco « Ἀντὶ Ἄρέως » e cioè « l'equivalente o il rivale di Marte » nome datogli per il suo colore ardente simile a quello del pianeta.
11. Arturo	α Bootis	Dal greco « Ἀρκτ-οῦρος » e cioè « il guardiano dell'Orsa ».
12. Bellatrice	γ Orionis	Dal latino « Bellatrix » e cioè « la guerriera ».
13. Betelgeuse	α Orionis	Dall'arabo « Ibt al Jauz » e cioè « la spalla del gigante ».
14. Canopo	α Navis	Dal greco « Κάνωβος » nome del pilota di Menelao, ucciso da un serpente presso il delta del Nilo.
15. Capella	α Aurigae	Dal latino « Capella » e cioè « la Capra » portata dal Cocchiere.
16. Castore	α Geminorum	Dal latino « Castor » nome di uno dei due dioscuri, simboleggiati nei Gemelli.

(Seguito Tabella III).

Nome	Stella	Significato etimologico
17. Deneb	α Cygni	Dall'arabo « dhanab al daggiagiah » e cioè la coda della gallina.
18. Denebola	β Leonis	Dall'arabo « dhanab al asad » e cioè la coda del leone.
19. Dubhe	α Ursae M.	Dall'arabo « Dubb » e cioè l'orso.
20. Fomalhaut	α Piscis Austral.	Dall'arabo « fom al hut » e cioè la bocca del pesce.
21. Gemma	α Coronae Bor.	Dal latino « Gemma » di evidente significato.
22. Kokab	β Ursae minoris	Dall'arabo « kaukab al shamali » e cioè la stella del nord.
23. Merak	β Ursae M.	Dall'arabo « Maraqq al dubb » e cioè i reni dell'orso.
24. Mizar	ζ Ursae M.	Dall'arabo « Mizar » cioè « cintura ».
25. Polluce	β Geminorum	Dal latino « Pollux » l'altro dei Dioscuri.
26. Procione	α Canis minoris	Dal greco Προκύων, cioè il precursore del cane, giacchè questa stella si leva prima di Sirio.
27. Regolo	α Leonis	Nome dovuto a Copernico, che tradusse latinamente in Regulus il greco Βασιλείδιον cioè il piccolo re.
28. Rigel	β Orionis	Dall'arabo « rigl al jauza » cioè la gamba del gigante Orione.
29. Sheat	β Pegasi	Dall'arabo « Said » cioè il braccio.
20. Sirio	α Canis Maioris	Dal greco Σείριος cioè « splendente » giacchè è la stella più luminosa del cielo. Cfr. l'egiziano « Sothis » cioè il radiante.
31. Spiga	α Virginis	Dal latino « Spica » cioè la spica. Come vedemmo questa denominazione di origine caldaica, è dovuta al fatto che il Sole entrava nella Vergine al maturare delle messi.
32. Wega	α Lyrae	Dall'arabo « al nasr al waki » e cioè l'uccello cadente, antico nome della costellazione della Lira, in opposizione a quella dall'aquila che raffigurava invece l'uccello volante (Cfr. Altair).

altre s'indica il catalogo in cui sono contenute ed il numero che esse portano nel catalogo stesso (per es. 944 Groomb.; 2512 Lacaille ecc.), oppure si danno le coordinate riferite ad un dato equinozio.

In particolare per le *stelle variabili* (cfr. § seg.) Argelander propose d'indicare con la lettera *R* la prima di esse che venga scoperta in una costellazione, con *S* la seconda e così di seguito fino alla nona che s'indica con *Z*; per la decima si adoprerà la doppia lettera *RR*, per l'undecima *RS* ecc.

André suggerisce invece — ed il suo metodo è raccomandato dall'ultimo Congresso dell'Unione Astronomica Internazionale tenutosi a Cambridge nel 1925 — d'indicare le variabili con la lettera *V* seguìta da un numero che rappresenta l'ordine di scoperta e dal nome latino della costellazione, in genitivo: per es. *V* 100 Cygni indica la centesima variabile scoperta nella costellazione del Cigno. È anche comodo il metodo del Pickering d'indicare le variabili con un numero di sei cifre, di cui le prime quattro indicano l'ascensione retta in ore e minuti e le due ultime la declinazione in gradi ([1]).

Analogamente per le *stelle nuove* (*Novae*) si usa la lettera *N* seguìta dal nome della costellazione in genitivo latino e da un numero che indica l'ordine di scoperta o meglio — secondo la proposta del P. Hagen e del Russell — la data della scoperta; così per es. *N* Cygni 1 oppure, secondo Hagen, *N* Cygni 1600, indica la prima stella nuova scoperta nel Cigno, scoperta che avvenne nell'anno 1600.

([1]) Sarà inutile ricordare al lettore che la *declinazione* di una stella è la sua distanza angolare dall'equatore celeste o il complemento della distanza dal polo e che va presa col segno positivo o negativo secondo che l'astro si trova nell'emisfero boreale od australe. L'*ascensione retta* è l'angolo che il cerchio passante per i due poli della sfera celeste e per l'astro forma col cerchio passante per i due poli e per il punto equinoziale γ.

14. Grandezza visuale delle stelle. Come è noto, Tolomeo, nel catalogo di 1028 stelle annesso all'*Almagesto*, divise le stelle, secondo il loro splendore, in sei classi o grandezze visuali, che indicò con le lettere greche α, β, γ, δ, ε, ζ, adoperando anche le parole μείζων (maggiore) ed ἐλάσσων (minore) per le stelle intermedie.

Tale stato di cose restò sostanzialmente invariato fino a Flamsteed, che sostituì alle lettere greche i numeri arabi, chiamando quindi stelle di prima grandezza le più luminose, stelle di sesta quella appena visibili ad occhio nudo nelle migliori condizioni, per viste normali; e scegliendo le grandezze intermedie in modo che l'occhio riceva lo *stesso incremento o decremento di sensazione* quando passa da una grandezza qualsiasi alla precedente o alla seguente.

Questa scala fu poi prolungata alle stelle telescopiche, ma è evidente che poggiando interamente su giudizi fisiologici, non poteva riuscire precisa, onde in realtà si ebbero varie classificazioni di cui le principali sono quelle di Argelander, di W. Struve e di J. Herschel che poniamo in corrispondenza nel seguente specchietto:

Herschel	Struve	Argelander	Herschel	Struve	Argelander
8,0	7,2	7,4	16	11,1	12,6
10,0	8,8	9,2	18	11,6	13,0
12,0	10,2	10,4	20	12,0	14,0
14,0	10,8	11,6			

Questa stessa tabella, con le sue grandi differenze, mostra quale necessità esistesse di procedere ad una classificazione più esatta; e ciò fu fatto dal Pogson, prendendo per base la celebre *legge psicofisica*, data nel 1851 da G. T. Fechner, secondo la quale *mentre lo stimolo cresce in progressione geometrica, la sensazione prodotta cresce in progressione aritmetica*: o in altre parole, *la sensazione è proporzionale al logaritmo dello stimolo.*

Partendo da questa legge, Pogson propose di precisare il concetto di Flamsteed definendo le grandezze stellari in modo che passando da una di esse alla successiva l'intensità luminosa vari in ragione geometrica. Il fattore della

progressione è stato scelto uguale alla radice quinta di cento, e cioè 2,512, in modo che l'intensità luminosa si riduce alla sua centesima parte ogni volta che la grandezza aumenta di cinque unità.

Diremo quindi, *per definizione*, che una stella è di seconda grandezza quando la sua intensità luminosa è 2,512 volte minore di quella di una stella di prima grandezza; che è di terza grandezza quando la sua intensità luminosa è 2,512 volte minore di quella di una stella di seconda grandezza, ossia $2{,}512^2$ volte minore di quella di una stella di prima grandezza ecc.

In tal modo una stella di sesta grandezza riuscirà $2{,}512^5$ ossia cento volte meno luminosa di una stella di prima grandezza; una stella di undecima sarà cento volte meno luminosa di una di sesta grandezza ecc.

L'origine della scala è stata poi scelta in modo da far coincidere, in media, le grandezze così determinate con quelle della Bonner Durchmusterung stimate da Argelander; ciò che praticamente, secondo i lavori dell'Osservatorio di Harvard College, equivale a porre la Polare di grandezza 2,12; argomento su cui del resto dovremo tornare in seguito. Vedremo poi tra breve che, per eliminare differenze dovute all'ineguale assorbimento atmosferico, si usa ridurre le grandezze osservate allo *zenit*.

Naturalmente la scala di Pogson si può prolungare anche alle grandezze negative. Dicendo per es. che una stella è di grandezza zero, intendiamo dire che essa appare 2,512 volte più luminosa di una stella di prima grandezza, ossia $2{,}512^{2{,}12}$ volte più luminosa della Polare; analogamente una stella di grandezza — 1 sarà 2,512 volte più luminosa di una stella di grandezza zero ecc. Così per es. quando si afferma che il Sole — secondo Russell — è di grandezza — 26,72 s'intende che il suo splendore è $2{,}512^{28{,}84}$ volte maggiore di quello della Stella Polare.

Secondo l'uso ormai generale, indicando la grandezza visuale apparente di una stella con la lettera m — dal latino *magnitudo* — e con I la sua intensità luminosa, e chiamando analogamente con m_0 ed I_0 la grandezza e l'in-

tensità di una stella di confronto, la definizione di Pogson ci dà:

$$I = I_0 2{,}512^{m_0 - m} \tag{1}$$

da cui ricaviamo:

$$\log \frac{I}{I_0} = (m_0 - m) \log 2{,}512. \tag{2}$$

D'altra parte essendo 2,512 uguale alla radice quinta di 100, il suo logaritmo volgare sarà 0,4; la (2) ci da quindi immediatamente:

$$m = m_0 - 2{,}5 \log \frac{I}{I_0} \tag{3}$$

equazione che chiameremo col nome di *formola di Pogson.*

Termineremo queste nozioni con un'osservazione d'interesse pratico.

Poichè la quatità di luce raccolta dall'obbiettivo di un cannocchiale è proporzionale all'area dell'obbiettivo stesso, ne segue che questa area dovrà aumentare nel rapporto 2,512 affinchè la potenza del cannocchiale aumenti di una grandezza stellare. Il diametro — o come spesso si dice — l'apertura dell'obbiettivo dovrà quindi incrementarsi nel rapporto $\sqrt{2{,}512} = 1{,}58$, ed anzi in pratica l'aumento dovrà essere un poco maggiore per tener conto dell'assorbimento di luce attraverso le lenti.

Molti autori danno ora delle tabelle indicanti l'apertura da darsi all'obbiettivo di un cannocchiale per poter vedere le stelle fino ad una determinata grandezza; ma in realtà occorre anche tener conto delle condizioni atmosferiche, dell'altezza della stella sull'orizzonte, dello stato di oscurità del cielo, dell'acutezza visiva dell'osservatore ecc. In media possiamo dire che con un cannocchiale di 100 mm. di apertura si veggono le stelle fino alla grandezza 10,5; con un cannocchiale di 250 mm. fino alla dodicesima grandezza, con uno di 400 fino alla tredicesima ecc.

15. Particolarità sopra le stelle. Le stelle sono così lontane da noi, che data la potenza relativamente modesta

dei nostri telescopi, esse appariscono come semplici punti luminosi; o meglio, dovrebbero apparire come punti giacchè, in realtà, l'interferenza delle onde luminose, fa che l'immagine focale sia costituita da un piccolo disco (*disco spurio di Airy*) contornato da anelli colorati. Inoltre le inevitabili imperfezioni dello strumento, e sopra tutto il fenomeno della scintillazione delle stelle — di cui parleremo tra breve — aumentano e deformano questo disco apparente. In ogni caso, nello stato attuale della scienza, riesce impossibile di scorgere qualsiasi dettaglio sulla superficie delle stelle, all'opposto di quanto facciamo per il Sole, la Luna ed i Pianeti.

Tutto quello che per ora possiamo proporci riguardo alle stelle è la conoscenza di alcuni dati o elementi, che, in genere, sono i seguenti:

a) *Tre elementi geometrici*, e cioè le tre coordinate necessarie per fissare, in un dato sistema di riferimento, la posizione della stella nello spazio in un istante assegnato. In generale si fa uso di coordinate sferiche, dando l'ascensione retta α e la declinazione δ, relative ad una certa epoca e ad un dato equinozio, ed insieme ad esse la distanza r. Come unità di distanza si adoperava dapprima l'*anno di luce*, cioè lo spazio percorso dalla luce in un anno giuliano [1], spazio uguale a circa 947.10^{10} chilometri. Il Prof. Charlier dell'Osservatorio di Lund, ha proposto il *siriometro* — che meglio potremmo dire *astrometro*, da ἀστηρ stella e μέτρον misura — uguale ad un milione di volte la distanza dalla Terra al Sole, e cioè a 15,79 anni di luce. Turner invece ha proposto il *parsec*, abbreviazione di parallasse-secondo, ed uguale alla distanza che dovrebbe avere un astro affinchè il raggio dell'orbita terreste, visto ortogonalmente dall'astro stesso, sottendesse l'angolo di un secondo; o in altre parole affinchè la sua parallasse annua fosse di un secondo di arco, Ne segue che il parsec è uguale a 206264 volte la distanza

---

[1] Ricordiamo che un anno giuliano equivale a circa $31,5 \times 10^6$ secondi e che la luce percorre 300.000 Km. al minuto secondo.

della Terra dal Sole, e cioè a 0,206 astrometri od anche a 3,27 anni di luce, od a $30,9 \times 10^{12}$ chilometri [1].

Non si conosce ancora nessuna stella di distanza inferiore ad un persec; presentemente la stella più vicina di cui si abbia notizia (α Centauri) ha una parallasse di 0″,76 equivalente ad una distanza di circa quattro anni di luce.

b) *Tre elementi cinematici*, e cioè le tre componenti della velocità, necessarie ad individuare la velocità stessa W in grandezza, senso e direzione.

In generale si prendono queste componenti di velocità lungo tre direzioni mutuamente ortogonali, e cioè secondo la tangente del cerchio orario, la tangente del parallelo ed il raggio della sfera celeste, onde — come insegna la cinematica — esse risulteranno rispettivamente uguali ad $r\frac{d\delta}{dt}$, $r \operatorname{sen} \delta \frac{d\alpha}{dt}$ e $\frac{dr}{dt}$.

In pratica gli astronomi usano di dare i valori medi delle derivate $\frac{d\alpha}{dt}$ e $\frac{d\delta}{dt}$ chiamandoli col nome di *moto proprio in ascensione e declinazione*, misurandoli in secondi per anno giuliano ed indicandoli coi simboli μ_α e μ_δ. La terza si misura invece in chilometri al minuto secondo, s'indica con V e si dice *velocità radiale*; naturalmente essa sarà positiva quando r cresce e cioè quando la stella si allontana, e negativa nel caso contrario.

c) *Tre elementi fisici* e cioè *le tre caratteristiche della radiazione stellare*, vale a dire:

1° l'intensità luminosa;

2° il colore (indicato generalmenta dall'*indice del colore* o della *media lunghezza d'onda*);

3° il tipo spettrale.

Dovremo occuparci in appresso dell'indice del colore,

---

[1] Grossolanamente possiamo anche dire che il *parsec* è lo spazio percorso in un anno da un mobile che avesse la velocità di un milione di chilometri al minuto secondo.

della media della lunghezza d'onda e del tipo spettrale [1]; qui aggiungiamo soltanto che l'intensità luminosa può esprimersi sia con la grandezza visuale apparente m, come abbiamo visto poco fa, sia con la *grandezza visuale assoluta* M, e cioè con *la grandezza che avrebbe la stella se venisse posta ad una distanza fissa da noi, e cioè a dieci parsecs.*

È facile allora passare da m ad M quando si conosce la distanza r della stella valutata in parsecs o la sua parallasse π in secondi di arco. Infatti, poichè l'intensità luminosa è in ragione inversa del quadrato della distanza, se la stella invece di distare r parsecs ne distasse 10, la sua intensità luminosa verrebbe moltiplicata per $\frac{r^2}{100}$, od anche — essendo r uguale all'inverso della parallasse π — per $\frac{1}{100\pi^2}$. Il logaritmo decimale dell'intensità verrebbe quindi incrementato di $-2-2\log\pi$, ed allora la formola di Pogson ci dice subito che la grandezza stellare aumenterebbe di $5+5\log\pi$. Abbiamo quindi la relazione:

$$M = m + 5 + 5\log\pi. \tag{4}$$

Se invece si fosse scelta come distanza di riferimento quella di un parsec, con lo stesso ragionamento si otterrebbe:

$$M = m + 5\log\pi. \tag{5}$$

---

[1] Dei tipi spettrali dovremo ampiamente trattare nel secondo volume esaminando la vita e l'evoluzione delle stelle. Per ora diciamo soltanto che procedendo secondo l'ordine dell'evoluzione stellare incontriamo dei tipi che s'indicano con le lettere P, Q, O, B, A, F, G, K, M, N, R, appartenendo P alle nebulose planetarie, Q alle stelle « *Novae* », O alle stelle di Wolf, nel cui spettro compaiono righe lucide, B ed A alle stelle nel cui spettro prevale l'elio e l'idrogeno, FGK alle stelle nel cui spettro prevalgono i metalli (calcio, ferro ecc.), M ed N a quelle nel cui spettro compaiono rispettivamente le « bande » del titanio e del carbonio. Il passaggio da un tipo all'altro si fa per decimi e s'indica, in generale, con un numero scritto alla destra del simbolo letterale: così da K passiamo ad M per mezzo dei sottotipi K0, K1, K2 ecc. fino a K9.

Così per es. per il Sole, essendo $m = -26{,}72$ e $\pi = 206264''$ (numero di secondi contenuto nel raggio) ne risulta che il Sole, posto alla distanza di dieci parsec apparirebbe come una stella di grandezza 4,85 e posto alla distanza di un parsec come una stella di grandezza — 0,15.

Notiamo come questo ultimo risultato mostra che, *modificando lievemente l'origine della scala delle grandezze stellari, si potrebbe prendere come stella tipo di grandezza zero, la grandezza apparente del Sole, posto alla distanza di un parsec.* Soltanto occorrerebbe conoscere più esattamente l'intensità luminosa del Sole e le sue eventuali variazioni.

d) Il diametro e la massa totale.

Per ora vi è soltanto un numero limitatissimo di stelle di cui si conoscono tutti questi elementi caratteristici; ma tal numero va continuamente aumentando per gli sforzi incessanti degli astronomi, ed anzi gli Osservatori Astronomici si vanno specializzando nelle loro ricerche, onde ottenere il massimo effetto con economia di tempo e di mezzi.

Più particolarmente, alcuni Osservatori e cioè gli *Osservatori di Astronomia sferica* si dedicano alle osservazioni di posizione (ascensione retta e declinazione) ed allo studio dei moti propri, e cioè, più brevemente alla ricerca dei quattro *elementi sferici* (α, δ, μ_α, μ_δ). Altri invece e cioè gli *Osservatori Astrofisici* si dedicano prevalentemente allo studio della velocità radiale V, alle caratteristiche della radiazione stellare ecc., restando, come meglio vedremo, le osservazioni di di parallasse di dominio comune degli uni e degli altri.

E, dopo matura elaborazione, i risultati di tutte queste ricerche vengono a costituire i *Cataloghi Stellari* (di posizione, fotometrici, spettroscopici, parallattici ecc.) che formano, per così dire, il frutto dell'opera paziente delle specole, e servono di base alle indagini ulteriori.

16. Stelle multiple e variabili. Molte stelle, per es. Castore, Antares, Rigel ecc. esaminate con un telescopio risultano composte di due o più astri vicini e si dicono allora stelle multiple. In particolare, se l'apparente vicinanza risulta solo dall'essere le due stelle casualmente allineate

con la Terra, si chiamano *doppie ottiche* o *prospettiche*, od anche *pseudobinarie*; nel caso opposto, in cui esiste tra i due astri un vero legame fisico, si dicono *doppie fisiche* o semplicemente *binarie*. Analogamente, nel caso di tre o più stelle, avremo dei sistemi *ternari*, *quaternari* ecc. Vedremo che solo dopo molte osservazioni è possibile di decidere se una doppia debba essere annoverata tra le prospettiche o tra le binarie, benchè possiamo asserire *a priori* che il primo caso è tanto meno probabile quanto più i due astri sono luminosi e vicini tra loro [1].

Lo studio delle stelle multiple fu iniziato dal grande W. Herschel e continuato da O. Struve, A. Secchi, E. Dembowschi, S. Burnham che ne compose un catalogo assai pregiato, ecc.

In generale le osservazioni si eseguiscono col *micrometro di posizione*, descritto nei trattati di Astronomia Sferica, misurando le coordinate polari della stella meno luminosa, comunemente detta satellite, rispetto alla più luminosa presa come origine; e cioè determinando la loro distanza angolare (in secondi di arco e decimi) e l'angolo di posizione (in gradi e decimi) contato nel senso NESW a partire dal cerchio orario della stella più luminosa.

Parleremo più innanzi delle precauzioni da adottarsi in tali misure; qui aggiungeremo solo che, secondo l'ottica fisica, per poter vedere separate le due stelle occorre che

---

[1] Supponiamo sopra la sfera celeste un numero N di stelle sparse a caso. Se la distanza angolare di due di esse S ed S' non supera γ, S' dovrà trovarsi nell'interno o sul contorno di una calotta sferica avente per centro S e per raggio angolare γ; e quindi la probabilità domandata sarà uguale al rapporto tra l'area di questa calotta sferica e quella di tutta la sfera, cioè $\operatorname{sen}^2 \gamma/2$. Se le stelle sono in numero di N, potremo formare con esse $\frac{N(N-1)}{2}$ coppie, e quindi la *speranza matematica* che vi siano almeno due astri aventi una distanza angolare inferiore od uguale a γ sarà $\frac{N(N-1)}{2} \operatorname{sen}^2 \frac{\gamma}{2}$. (Cfr. POINCARÉ, *Calcul des probabilités*, pag. 123, ed anche BERTRAND, *Calcul des probabilités*, pag. 7).

l'apertura dell'obbiettivo del cannocchiale sia in ragione inversa della loro distanza angolare: così per es. se la distanza tra i due astri è di 1″ è necessario un obbiettivo di almeno 120 mm., se di 0″,5 un obbiettivo di 240 mm. ecc.

Come vedremo in seguito, per diminuire gli errori personali, si è ricorso a diversi mezzi e specialmente alla fotografia, che dà buoni risultati quando le stelle non sono troppo vicine e sopratutto non hanno *splendore assai differente*. Anche il potere separatore del cannocchiale può essere aumentato con diversi mezzi e specialmente con l'*interferometro*, di cui dovremo estesamente occuparci in uno dei prossimi capitoli.

Ma spesso i due astri sono tanto vicini tra loro, che la duplicità può essere dedotta solo indirettamente dall'esame spettroscopico o da una variazione periodica dell'intensità luminosa: si dice allora che essi formano un *sistema binario spettroscopico o fotometrico*. Così per es. Castore è una doppia fisica di cui ciascuna delle componenti è costituita, a sua volta, da un sistema binario spettroscopico; Algol è una doppia fotometrica ed insieme spettroscopica.

Infine vi sono alcune stelle che dal loro moto lasciano scorgere di essere perturbate da un satellite invisibile: noi le chiameremo *binarie gravitazionali*. Così per es. Bessel, nel 1844, dai moti di Sirio e di Procione dedusse l'esistenza di compagni invisibili, che furono poi osservati il primo da Clark (31 gennaio 1862) e l'altro da Schaeberl (14 novembre 1896) col grande obbiettivo dell'Osservatorio di Lick (91 cm.).

Si conoscono oggi molte migliaia di binarie, visuali e spettroscopiche, ed è interessante di rilevare fin d'ora come nelle orbite che le stelle satelliti descrivono intorno alla principale si osservino eccentricità notevolmente maggiori di quelle del sistema planetario; anzi queste eccentricità vanno crescendo col tempo di rivoluzione o periodo, come mostra la seguente tabella: [1]

---

[1] Cfr. H. Spencer Jones, *General Astronomy*. London, Arnold, 1922, pag. 349.

	Periodo	Eccentricità
Binarie spettroscopiche	3 giorni	0,05
	8 giorni	0,15
	23 giorni	0,32
	18 mesi	0,35
Binarie visuali	31 anni	0,42
	74 anni	0,51
	170 anni	0,54

Molte ipotesi sono state avanzate per spiegare questo curioso fenomeno tra le quali è certamente assai suggestiva quella modernissima del Vogt [1] fondata sulla trasformazione della massa stellare in energia radiante; come pure è molto conosciuta l'ipotesi delle maree di massa del Darwin, sebbene non immune da gravi obbiezioni. Ma noi per ora ci contentiamo soltanto di accennare a questi studi sui quali dovremo tornare più ampiamente in seguito.

Un'altra classe di stelle di grande importanza è formata dalle *stelle variabili*, cioè da quelle il cui splendore è soggetto a variazioni.

La prima variabile conosciuta è la *o Ceti*, scoperta nel 1596 da D. Fabritius, che, sorpreso di questa straordinaria proprietà, le diede il nome di *stella mirabile* (*Mira Ceti*); è probabile però che gli astronomi arabi del Medio Evo conoscessero la variabilità di Algol come sembra indicare il nome stesso che nella loro lingua significa « il demonio ». La *Mira Ceti* ha un periodo di circa undici mesi ed il suo splendore varia dalla seconda alla nona grandezza.

Dopo Fabritius, le scoperte si seguirono sempre più rapidamente, ed oggi conosciamo molte migliaia di variabili, che vanno sempre più aumentando di numero, *specialmente con l'aiuto della fotografia*. Dal lato teorico, benchè le nostre cognizioni sull'argomento siano ancora assai incomplete,

---

[1] Cfr. Vogt, *Die Massenabnahme der Sterne infolge ausstrahlung von Energie*, Scientia, 1925.

diremo per ora che tra esse ve ne sono parecchie, per es. Algol, β Lyrae, ecc., dette *stelle a eclisse*, giacchè la loro variazione di luce sembra dovuta soltanto alle occultazioni cagionate da una stella satellite. Tra le variabili propriamente dette, cioè tra quelle stelle il cui cambiamento di splendore sembra dovuto o almeno *connesso* con fenomeni intrinseci, alcune variano irregolarmente, come per es. η *Argus*, α *Orionis*, ecc. In altre invece la variazione è periodica, ed anzi, nella maggior parte dei casi, il periodo è inferiore ad 11 giorni (per es. δ *Cephei* ed un gran numero di stelle, che, presentando fenomeni analoghi, vengono appunto chiamate *Cefeidi*) oppure è compreso tra 150 e 450 giorni (per es. ο Ceti).

Alle variabili irregolari si tende modernamente a riannodare le stelle *Nuove* (*Novae*) dette più correttamente *stelle temporanee*, che sono astri che, all'improvviso, subiscono un rapido e forte aumento di splendore, per ritornare poi lentamente allo splendore primitivo. Di regola esse appaiono nella Via Lattea o nelle nebulose spirali.

La prima *nova* conosciuta fu scoperta da Ipparco (134 a. C.) nella costellazione dello Scorpione; ed anzi, secondo Plinio, determinò il suo scopritore a compilare un nuovo catalogo stellare, dopo quello di Timocari e di Aristillo; catalogo, che, confrontato con i precedenti, mostrò ad Ipparco un aumento costante nella longitudine di tutte le stelle, e lo condusse quindi alla grande scoperta della precessione degli equinozi.

Una seconda *nova*, fu scoperta da Tycho Brahe nel 1572 nella costellazione di Cassiopea, ed era così luminosa, da esser visibile ad occhio nudo anche durante il giorno; pochi anni dopo, nel 1604, Kepler scoprì una terza *nova* nel piede del Serpentario, e così di seguito. Oggi la storia dell'astronomia registra circa una ventina di *novae*, non comprese quelle che appaiono nelle nebulose spirali.

Termineremo queste nozioni propedeutiche, aggiungendo che lo studio delle stelle variabili forma uno dei temi più importanti ed insieme più piacevoli dell'astronomia siderale; onde in Francia, in Germania, in Inghilterra, e, sopra

tutto negli Stati Uniti, si sono formate a questo scopo delle grandi associazioni di amatori. Ciò è tanto più utile quando si pensi che queste stelle sono così numerose, che i pochi astronomi di professione non bastano per sorvegliarle, mentre d'altra parte, anche con mezzi modesti, per es. con un cannocchiale da marina, e spesso anche con un eccellente binocolo, si possono ottenere dei buoni risultati.

Indispensabile a questo scopo è l'*Atlas Stellarum Variabilium* del P. J. Hagen [1]; come pure assai utile è l'opera del Müller ed Hartwig [2] e l'*Annuario* dell'Osservatorio di Cracovia, che pubblica ogni anno, in *latino sine flexione*, le effemeridi delle variabili ad eclisse.

17. Nebulose e Gruppi Stellari. Generalità. Passiamo ora a parlare delle nebulose e dei gruppi stellari, limitantandoci per il momento alle nozioni più elementari, giacchè dovremo tornarvi ampiamente in appresso.

Tolomeo conosceva la *nebulosa di Orione*, e l'ammasso del Presepio nel Cancro; ed Antonio Pigafetta, il grande marinaio italiano che fu compagno di Magellano nel suo viaggio di circumnavigazione intorno al mondo, descrisse due importanti ammassi stellari che sono oggi chiamati col nome di *Nuvole di Magellano*. Più tardi, nel 1612, Simone Mayer parlava della *nebulosa di Andromeda*, che egli paragonava alla fiamma di una candela, vista attraverso una lamina di corno: nel 1687 Hevel conosceva già 16 nebulose, nel 1755 Lacaille ne enumerava più di 60, ed infine C. Messier, nel suo famoso catalogo, pubblicato nel 1784, ne contava 103.

Ma un'epoca nuova, nella storia delle nebulose, si inizia con W. Herschel, che, nei suoi scandagli celesti, ne scoprì altre 2500; mentre più tardi suo figlio J. Herschel, nel catalogo pubblicato nel 1864, ne numerava 5076; e questo numero aumenta ancora nel recente catalogo di Dreyer, che

---

[1] J. Hagen, *Atlas stellarum variabilium*. Berlino, Dames, 1898.

[2] Muller und Hartwig, *Geschichte und Literatur des Lichtwechsels der bis Ende 1915 als sicher verand. an. Sterne*. Leipzig. Poeschel, 1918.

ne registra, con i supplementi, quasi tredicimila. Seguendo l'uso comune, indicheremo questi tre cataloghi con le lettere *M*, *H* e *D*; così per es. *M* 13 indica il numero 13 del catalogo di Messier, cioè il grande ammasso di Ercole.

Fino a non molti anni or sono, le nebulose venivano divise in risolubili e non risolubili, secondo che, esaminate con un forte cannocchiale, risultavano, o no, composte di un aggregato di stelle: W. Herschel anzi credeva che tutte le nebulose fossero risolubili con cannocchiali estremamente potenti, ma oggi l'analisi spettrale ha fatto abbandonare questa opinione, mostrando che alcune nebulose sono colossali nubi gassose. Così si è modificata l'antica nomenclatura, riservando il nome di nebulose a quelle non risolubili e dando alle altre quello di ammassi stellari.

Bellissimi disegni di nebulose e di ammassi stellari furono fatti da Lord Ross e da G. Tempel dell'Osservatorio di Arcetri a Firenze. Ma una vera rivoluzione in questo campo fu iniziata nel 1880 da H. Draper di New York con l'applicazione della fotografia celeste, giacchè la lastra fotografica — a differenza della retina dell'occhio umano — possiede la proprietà importantissima *di accumulare gli effetti* delle impressioni luminose; o, in altre parole, essa si lascia impressionare anche da luci debolissime purchè la durata dell'esposizione sia sufficientemente lunga.

Modernamente si usano lastre di *gelatina al bromuro di argento* assai più sensibili delle antiche lastre al collodio, e l'esposizione viene prolungata per parecchie ore ottenendo in tal modo immagini di una tale finezza di dettagli da far considerare come assolutamente anacronistici i disegni delle nebulose fatti ad occhio, anche con l'aiuto dei più potenti cannocchiali. Dal punto di vista astrofisico sono anche importantissime le fotografie fatte con *filtri di luce*, per non dire delle fotografie dello spettro.

Premessi questi cenni storici, entriamo più direttamente a parlare delle nebulose che i moderni suddividono in planetarie, irregolari e spirali, come già vedemmo al § 12.

18. Nebulose planetarie. Se ne contano circa un centinaio, e si trovano, in generale, nei dintorni della Via Lattea. Esaminate con forti ingrandimenti hanno l'aspetto di un disco luminoso con dimensioni variabili da 15′ a qualche secondo e simile al disco dei pianeti, donde il nome.

Qualche volta il disco è più luminoso alla periferia ed appare allora come un anello, quale vediamo per es. nella

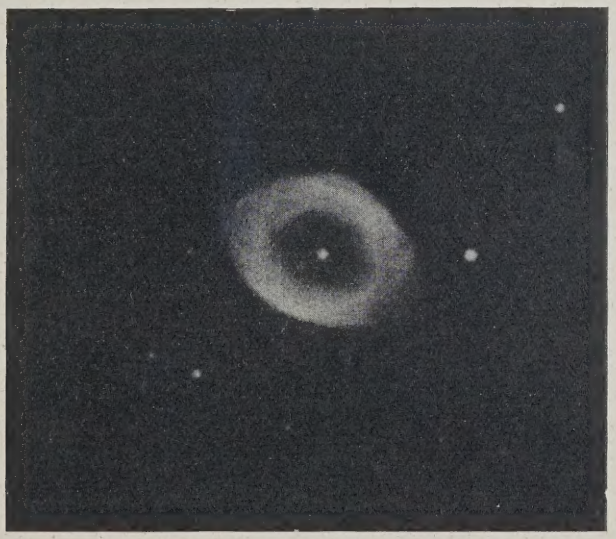


Fig. 5.
Nebulosa della Lira.
(Oss. di Lick).

nebulosa anulare della Lira (*M* 57) che ne costituisce l'esempio più bello; più frequentemente però avviene il contrario, e spesso anzi la parte centrale possiede un vero nucleo più luminoso.

Queste nebulose sembrano masse gassose, sferiche o ellissoidiche, con un moto di rotazione intorno all'asse minore ed hanno dimensioni veramente colossali, arrivando spesso il loro raggio ad un centinaio di volte quello dell'orbita di Nettuno, mentre la loro distanza si valuta a pochi secoli di luce. Il loro spettro (tipo P) è molto simile a quello di

alcune stelle, dette *stelle di Wolf* (tipo O); ed anzi, basandosi su questo fenomeno, parecchi astronomi le considerano come il primo gradino nella scala dell'evoluzione stellare. Ma a ciò sembra opporsi il fatto che la loro velocità radiale è in media di una quarantina di chilometri al secondo,

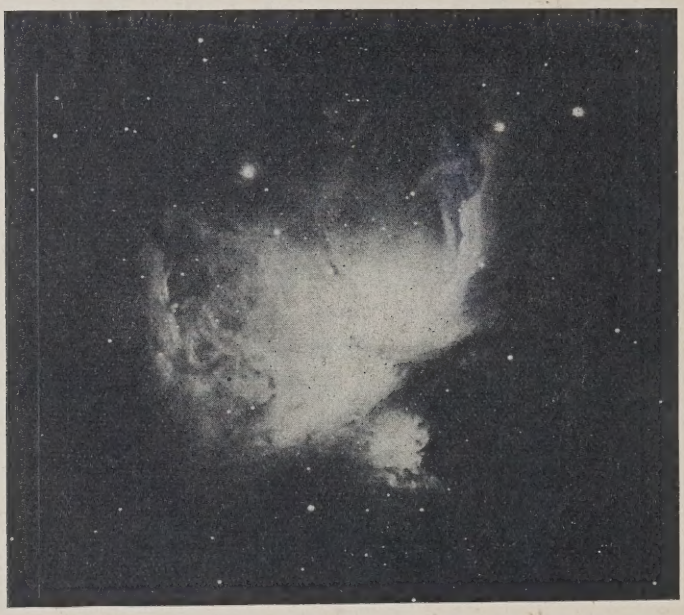


Fig. 6.
Nebulosa di Orione.
(Oss. di Lick).

molto superiore cioè a quella delle stelle di Wolf, che non arriva a dieci chilometri.

19. Nebulose irregolari. Si trovano in generale in vicinanza della Via Lattea, e l'esempio più bello è costituito dalla *nebulosa di Orione*, ben visibile anche ad occhio nudo. Sembrano colossali ammassi gassosi, splendenti sia per luce propria, sia perchè illuminati dalle stelle vicine, o spesso da stelle immerse nella loro massa, come avviene per es. nella nebulosa delle Pleiadi.

La loro distanza è di pochi secoli di luce e la loro velocità radiale debolissima.

Discordanti sono le opinioni sul *nebulio*, di cui esse sarebbero parzialmente costituite, insieme con elio, idrogeno ed

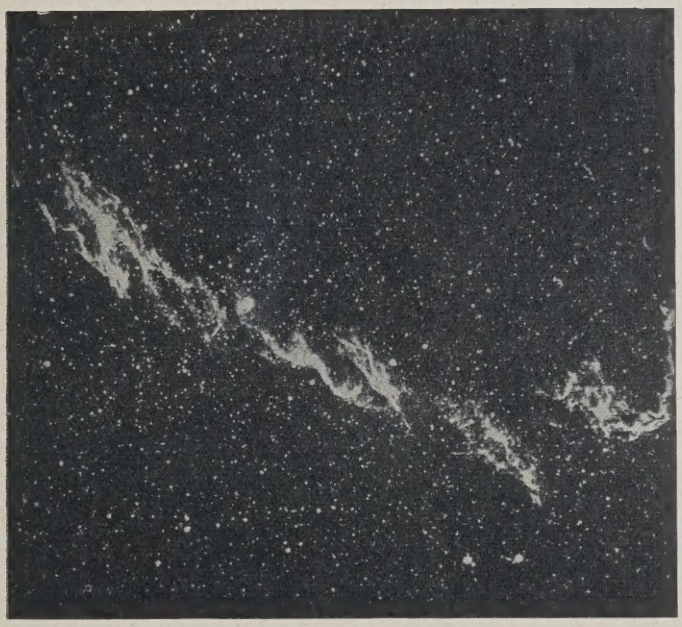


Fig. 7.
Nebulosa allungata del Cigno.
(Oss. di Lick).

azoto; come pure sulla loro temperatura. Molte nebulose sono oscure, ed in tal caso ricevono il nome di *nubi cosmiche*, giacchè noi le vediamo proiettate come macchie cupe sul cielo stellato, come avviene per es. per i così detti *Sacchi di carbone*, nell'emisfero australe.

Del resto, in molte regioni della Via Lattea, si riscontra un debole numero di stelle, in confronto delle parti circostanti; ed anzi i limiti tra le due zone sono spesso nettamente definiti. Si può ammettere che vi siano dei vuoti nella Via Lattea, ma la maggior parte degli astronomi crede

che tali fenomeni siano dovuti piuttosto alla presenza di nebulose oscure, che si frappongono fra la Via Lattea e noi.

20. Nebulose spirali. La scoperta di queste nebulose è dovuta a Lord Rosse, che col grande telescopio di Birr Castle (Irlanda) riconobbe per il primo la forma spirale della *nebulosa dei Levrieri* (*M* 51).

Oggi si sa che la classe delle nebulose spirali è nume-

Fig. 8.
Nebulosa a Spirale dei Levrieri secondo il disegno di Rosse.

rosissima, ed anzi Curtis stima che col riflettore Crossley dell'Osservatorio di Lick se ne potrebbero fotografare quasi un milione.

Sono costituite da un nucleo a forma di disco lenticolare molto schiacciato, dal quale, ai due estremi opposti di un diametro, si staccano due braccia che si avvolgono intorno al nucleo stesso, a forma di spirale logaritmica.

Sulle braccia si trovano in generale dei nodi, o centri di condensazione, e nel nucleo appaiono spesso delle *stelline temporanee*, interamente analoghe alle stelle *novae* della nostra Via Lattea. Nella nebulosa di Andromeda se ne sono contate circa venti.

Esempi molto belli di nebulose spirali viste di fronte, sono costituiti dalla nebulosa spirale dell'Orsa Maggiore e

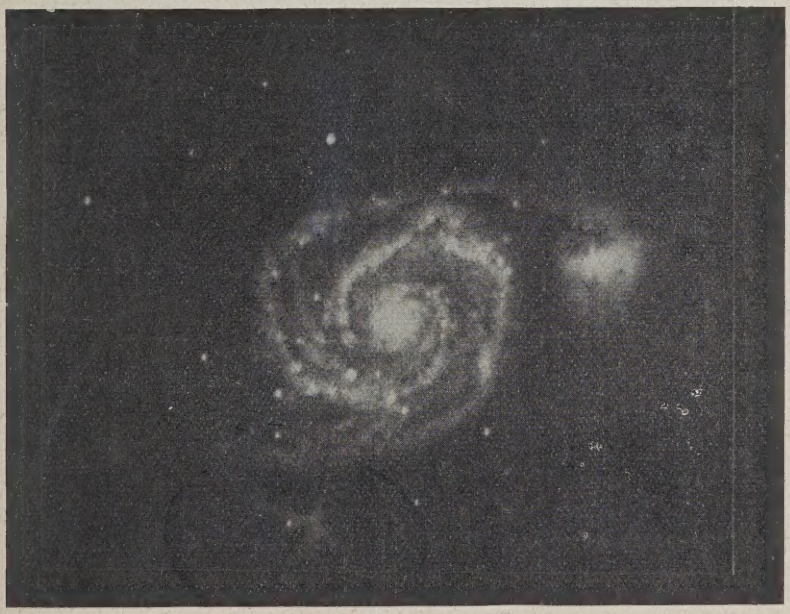


Fig. 9.
Fotografia della nebulosa dei Levrieri eseguita all'Osservatorio di Lick.

da quella dei Levrieri. La nebulosa di Andromeda (*M* 31) è vista sotto un certo angolo ed appare quindi ellittica: altre nebulose sono poi viste di profilo e sembrano fusiformi. Al contrario delle nebulose planetarie irregolari, le nebulose spirali sembrano, per così dire, *sfuggire la Via Lattea*. La loro *velocità radiale è superiore a quella di qualsiasi altro corpo celeste*, raggiungendo spesso i 1000 km. al minuto

secondo; e, ciò che appare veramente strano, è quasi sempre *positiva* [1]. Anche le loro distanze sono molto superiori a quelle delle nebulose irregolari e planetarie, e sembrano solo inferiori a quelle del *clusters* globulari, raggiungendo spesso i due o trecentomila anni di luce.

Le nebulose spirali hanno un *moto di rotazione* intorno

Fig. 10.
Nebulosa di Andromeda.
(Oss. di Lick).

ad un asse perpendicolare al piano delle braccia; e Von Maanen, con osservazioni fatte sopra la nebulosa dell'Orsa Maggiore, trovò che il tempo di rivoluzione è dell'ordine dei centomila anni. Anche i nodi di condensazione che si osservano lungo le braccia, sembrano muoversi in senso *centrifugo*, cioè allontanandosi dal centro.

---

[1] Cfr. Curtis, *The spiral nebulae*. Scientia, 1924, I.

Infine gli spettri di queste nebule sono analoghi a quelli delle stelle: vale a dire sono continui, con righe oscure di assorbimento.

Per quanto riguarda poi la loro natura, ricorderemo che l'astronomo olandese Easton, circa cinquanta anni or sono, avanzò l'ipotesi che la stessa Via Lattea sia una semplice nebulosa spirale, di cui il Sole e le stelle del nostro cielo

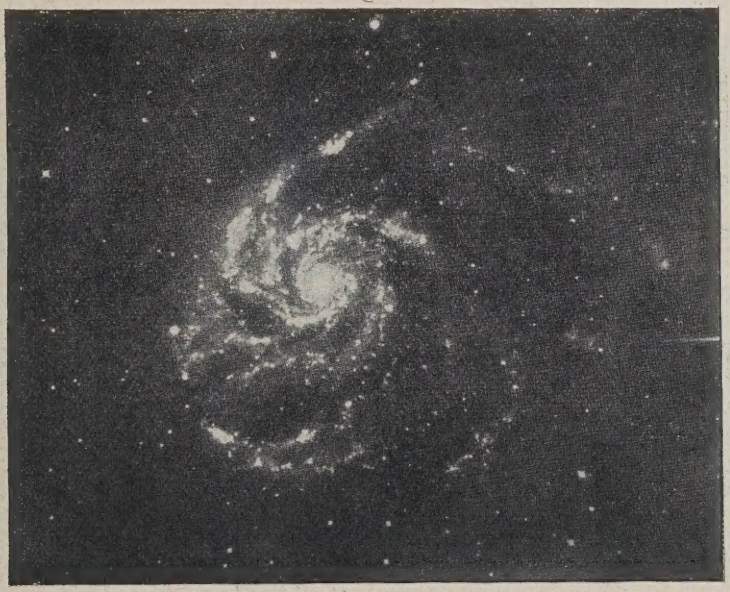


Fig. 11.
Nebulosa dell'Orsa Maggiore.
(Oss. di Mt. Wilson).

occuperebbero il nucleo, mentre le braccia, svolgentisi tutto intorno, sembrerebbero avvolgere il cielo con una gran fascia, come appunto vediamo.

Questa ipotesi ingegnosissima fu unanimemente seguita fino a pochi anni or sono e gli astronomi concordi ammisero che le nebulose spirali fossero altrettanti *universi isolati*, interamente simili al nostro universo galattico. Tuttociò spiegava perfettamente la grande distanza e la grande velocità di queste nebule, il loro spettro stellare, e l'esistenza

in esse di stelle novae analoghe a quelle della Via Lattea; ma oggi, sopratutto dopo le ultime ricerche di H. Shapley sopra le distanze dei gruppi globulari, sono sorte gravi difficoltà di cui dovremo occuparci in seguito.

21. Gruppi stellari. Adottando la nomenclatura moderna, chiameremo gruppo stellare *ogni insieme di stelle collegate da un legame fisico.*

Fig. 12.
Gruppo globulare dell'Ercole.
(Oss. di Lick).

I gruppi che vediamo nel cielo si dividono in due categorie: aperti e globulari.

I *gruppi aperti* (*open clusters* degli astronomi inglesi ed americani) che più precisamente si potrebbero chiamare gruppi irregolari, sono insiemi di stelle aventi in genere lo *stesso tipo spettrale con velocità uguali ed ugualmente dirette.*

In alcuni casi le stelle sono ben distinte, senza traccia di condensazione, come le Iadi, le Pleiadi e l'Orsa Maggiore; molte volte invece vi è una notevole condensazione centrale, come nell'ammasso del Presepio, nelle Nuvole di

Magellano e negli ammassi stellari che costituiscono tanta parte della Via Lattea. In generale però la forma dei gruppi aperti è irregolare e la loro distanza in media si aggira intorno ai ventimila anni di luce.

I *gruppi globulari* (*globular clusters*), di cui abbiamo bellissimi esempi in quelli di Ercole (*M* 13) e del Tucano, costituivano precisamente per gli antichi astronomi le nebulose

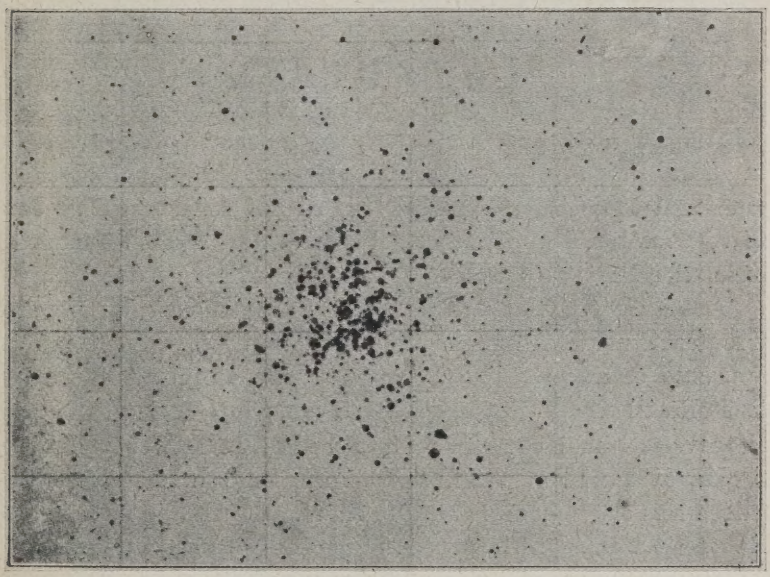


Fig. 13.
Gruppo stellare nello scudo di Sobiesky.
(Oss. di Postdam).

risolubili di cui abbiamo parlato poco fa. Essi sono *ammassi stellari di forma sferoidica con forte condensazione centrale e limite esterno non ben definito.*

Se ne contano circa 90 e sembrano localizzati in quella parte del cielo che ha per contro la costellazione del Sagittario. Di più, al contrario dei gruppi irregolari, i gruppi globulari sembrano sfuggire la Via Lattea, ciò che ha fatto nascere l'ipotesi che il campo gravitazionale galattico tenga a disintegrare i clusters globulari quando il loro movimento li porti nella vicinanza della Via Lattea.

Una particolarità importante è costituita dal fatto che tra le stelle che formano i clusters globulari, appaiono numerose Cefeidi, ed anzi vedremo che questo fatto fornisce un metodo per la determinazione della distanza dei clusters stessi. Benchè i risultati non siano pienamente concordi, possiamo affermare in proposito che i gruppi globulari sono in genere i corpi celesti più lontani che si conoscano, ammontando spesso la loro distanza a mezzo milione di anni di luce.

22. Via Lattea. La Via Lattea (o Galassia, dal greco γάλα cioè latte) non è solo l'ornamento più bello della volta celeste nelle oscure notti serene, ma — come diremo meglio in altro luogo — ha una importanza fondamentale nello studio di tutto il sistema stellare di cui forma *la vera base di riferimento*, come per es. il piano di Laplace forma la base di riferimento nello studio dei movimenti dei pianeti.

Abbiamo già visto ad es. come le nebulose planetarie e irregolari preferiscano la regione galattica, e vedremo in appresso come lo stesso avvenga per le stelle ad elio e per le stelle di Wolf (tipi spettrali *B* e *O*) le quali ultime anzi si trovano quasi esclusivamente nella Via Lattea stessa.

Ma il fenomeno più importante, la cui scoperta costituisce uno dei maggiori meriti di W. Herschel, e che meglio ne mostra il significato fondamentale, è che, in media, *la densità stellare apparente va continuamente crescendo quanto più ci avviciniamo alla Via Lattea.*

Così per es. dalla Bonner Durchmusterung che contiene tutte le stelle comprese da $\delta = 90$ a $\delta = -23$ fino alla grandezza 9,5, si ricavano i seguenti valori per il numero N di stelle comprese in media in un grado quadrato della volta celeste:

Al polo nord della Via Lattea	$N = 8{,}5$
A 30° dal polo stesso	$N = 9{,}1$
A 50° dal polo stesso	$N = 10{,}9$
A 70° dal polo stesso	$N = 16{,}4$
Nella Via Lattea	$N = 29{,}3$
A 105° dal polo stesso	$N = 19{,}8$
A 125° dal polo stesso	$N = 11{,}2$
A 140° dal polo stesso	$N = 9{,}3$

Ma riservando ad altro luogo lo studio di questo importante fenomeno, limitiamoci per ora a poche nozioni descrittive.

Partendo per es. dalla costellazione di Cassiopea, la Via Lattea traversa Perseo e il Cocchiere e quindi, dopo esser passata tra Orione e i Gemelli, la nave Argo e la Croce

Fig. 14.
Nuvole stellari nella Via Lattea presso la costellazione del Sagittario.
(Franklin Adams).

del Sud. Poi si divide in due rami di cui quello meridionale, più splendente, passa per il Compasso, l'Altare, il Sagittario, l'Aquila e il Cigno, mentre quello boreale traversa il Centauro, il Lupo, il Serpentario od Ofinco ricongiungendosi al primo presso il Cigno stesso, donde la Via Lattea si dirige verso Cassiopea.

Un esame più accurato mostra che la linea mediana della Galassia è con molta approssimazione un cerchio poco differente da un cerchio massimo, o, in altre parole, distante poco più di 90 dal suo polo boreale la cui posizione è stata determinata da Gould, Houzeau, Kobold, Newcomb e Graff con i seguenti risulti per il 1900:

	AR	*δ*
Gould	190°,6	27°,2
Houzeau e Kobold	191°,5	27°,9
Newcomb	191°,1	26°,8
Graff	192°,3	26°,8

Ne segue che la Galassia taglia l'equatore celeste sotto un angolo di circa 63°, incontrandolo tra 6^h e 7^h e tra 18^h e 19^h. Si deve aggiungere che la maggior larghezza della striscia galattica ha luogo in Argo dove raggiunge quasi 30°, mentre le regioni più luminose sono nel Cigno, nell'Aquila e nel Sagittario. Presso la Croce del Sud, essa racchiude i così detti « *Sacchi di Carbone* » di forma ellittica, di circa quattro gradi di lunghezza per due di larghezza, simili ad isole oscure in un fiume luminoso.

Passando ora a qualche cenno sulla costituzione della Via Lattea, ricordiamo che il primo astronomo che abbia eseguito sull'argomento uno studio veramente importante fu W. Herschel. Con i suoi potenti telescopi egli potè vedere che gran parte della Via Lattea è composta di minutssime stelle così vicine tra loro da dare all'occhio l'impressione di una serie di nuvole lucenti; onde, con il suo immaginoso linguaggio, paragonò la Galassia « ad una striscia di sabbia luminosa lanciata sul cielo ora a mani piene ora semivuote ».

Heis, Houzeau, Easton ecc. lasciarono altre descrizioni più complete, e Pannokoek e Graff ne intrapresero lo studio fotometrico cercando di tracciare sulla regione galattica delle curve di eguale luminosità (*isofote*); ma i più grandi progressi furono ottenuti da M. Wolf ad Heidelberg [1]

---

[1] Cfr. M. Wolf, *Die Milchstrasse*. Verlag die Sterne, Potsdam, 1925.

e da Barnard a Lick [1] con l'aiuto della *fotografia* che ha permesso lo studio dei più delicati dettagli.

Basta uno sguardo a queste fotografie per mostrare in

Fig. 15.
Nuvole stellari nella Via Lattea presso l'Aquila.
(Oss. di Lick).

modo sicuro che la Via Lattea — come appunto aveva già detto Herschel — è *principalmente composta di miriadi di*

---

[1] Cfr. BARNARD, *An Atlas of the Milky Way. Pub. of the Carnegie Istitution N. 247*; si consulti anche il bel lavoro del GOOS, *Die Milchstrasse*. Hamburg, 1921, ed il vol. XI delle Pub. of the Lick Observatory, *Milky Way and Comets* (1913).

stelline addensate in forma di nubi luminose, e, subordinatamente, di nebulose gassose lucide od oscure (per es. i Sacchi di Carbone).

Per quanto poi riguarda la natura di queste stelline, Pickering ha supposto che appartengano ai primi tipi spet-

Fig. 16.
Canali oscuri nella Via Lattea.
(Franklin Adams).

trali (*A* e *B*) considerando che la percentuale di stelle appartenenti a questi tipi aumenta quanto più ci avviciniamo alla Via Lattea. Ma questa induzione non è confermata da ricerche dirette, eseguite a Mt. Wilson da Fath, secondo cui le stelline galattiche avrebbero in maggioranza uno spettro analogo a quello solare.

La fotografia ha confermato ancora le vedute di Herschel in un altro punto assai importante, e cioè ha mostrato che

le nebulose gassose contenute nella Via Lattea si trovano assai spesso *collegate con regioni povere di stelle*, per es. sono poste all'estremità di un canale oscuro.

Molte ipotesi sono state avanzate per spiegare tali fenomeni, ma dovendo tornare sull'argomento in altra occasione crediamo inutile di aggiungere per ora nuovi dettagli, e passiamo senza altro alla descrizione del cielo stellato.

§ 2. - Le Costellazioni.

23. Crediamo indispensabile una certa conoscenza della « *topografia del cielo* » per chiunque voglia dedicarsi allo studio dell'astronomia siderale; e ciò sia come complemento delle nozioni superiori, sia anche per non esporsi a perdite di tempo fastidiose, ricercando ogni volta gli oggetti più elementari. Secondo noi sarebbe anzi desiderabile che nei nostri corsi universitari si insistesse un poco di più su questo argomento, onde cessasse il controsenso di giovani, che, pur avendo frequentato le lezioni di astronomia, non distinguono p. es. Sirio da Giove.

Ad evitare tali inconvenienti nei nostri lettori, provvedono le pagine che seguono. In esse, come ognuno vedrà, non ci proponiamo di procedere ad un esame minuzioso, ma soltanto di dare una *guida pratica* per lo studio delle costellazioni e delle loro singolarità più notevoli: chiunque desiderasse maggiori dettagli potrà consultare le belle opere del Webb [1], del Flammarion [2] e del Messer [3]. E senza altro entriamo in argomento [4].

---

[1] Webb, *Celestial Objects for Common Telescopes*, Longmans, Green & Co N. Y.

[2] C. Flammarion, *Les étoiles et les curiosités du ciel*, Paris, E. Flammarion.

[3] Cfr. J. Messer, *Stern-Atlas für Himmels Beobachtungen*, Ricker, Leipzig, 1902.

[4] Per ben apprendere le costellazioni sarà utilissimo un globo celeste, o almeno delle carte celesti a proiezione centrografica (o gnomo-

24. Le due Orse. In una notte serena immaginiamo di rivolgere lo sguardo verso la parte boreale del cielo. Non sarà difficile distinguere un gruppo di sette belle stelle, disposte come nell'annessa figura.

Esse costituiscono la parte principale dell'Orsa Maggiore e vengono indicate con le lettere α, β, γ, δ, ε, ζ, η. La stella α

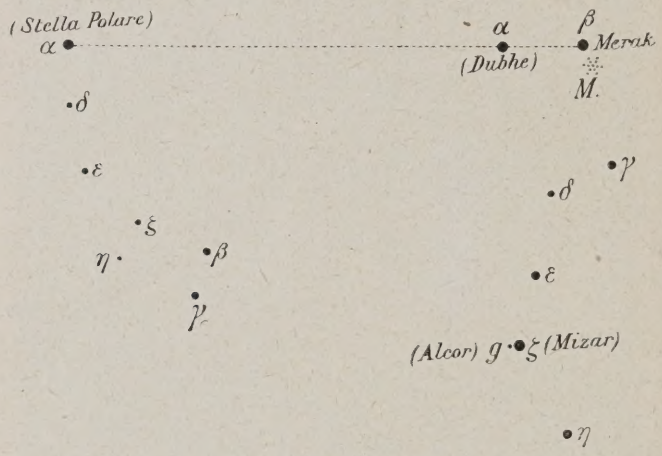


Fig. 17.
Le due Orse.

si chiama Dubhe, β Merak: α, β, γ, δ formano il carro, mentre ε, ζ, η, costituiscono il timone.

I Greci vedevano nell'Orsa Maggiore sia un carro (ἅμαξα), sia la ninfa Elice, trasformata in orsa da Giunone per gelosia e posta in cielo da Giove; i Latini vi raffiguravano sette

---

nica), ottenute cioè proiettando la sfera — o parte di essa — dal suo centro sopra un piano tangente. In tal modo i cerchi massimi vengono cambiati in rette e quindi *stelle allineate in cielo* restano allineate *anche sulla carta*.

Aggiungiamo che anche con un modesto cannocchiale di 10 o 12 cm. di apertura e m. 1,50 di distanza fuocale si possono esaminare molte interessanti particolarità del cielo (nebulose, stelle multiple, clusters, dettagli dei pianeti, ecc.) ed insistiamo nuovamente sull'utilità — o meglio sulla *necessità* — di corredare le lezioni di Astronomia dei Corsi Universitari, con un tale sussidio pratico. Crediamo anzi che, come le lezioni di Medicina s'impartiscono nelle Cliniche, così anche quelle di Astronomia, per essere maggiormente efficaci, dovrebbero farsi di regola negli Osservatori Astronomici.

buoi (septem triones) donde il nome di settentrione dato alla parte boreale del cielo. La stella ζ, chiamata Mizar, ha vicino a se una stellina detta Alcor ed è opportuno ricordare che la visione netta di queste due stelle costituiva per gli astronomi arabi e, costituisce ancora, una prova della bontà della vista. Mizar, a sua volta, è una stella doppia di cui la componente maggiore è ancora una doppia spettroscopica. Infine si deve aggiungere che nell' Orsa Maggiore vi sono tre nebulose importanti, e cioè 81, 82 e 97 *M*.

Consideriamo ora il cerchio massimo individuato dalle stelle α e β, e prolunghiamolo da β verso α; o, come si dice, *prendiamo l' allineamento* βα. Troveremo una stella assai brillante che è l' ultima del timone di una costellazione simile alla precedente: questa costellazione s' indica col nome di *Orsa Minore* mentre la stella di cui parliamo è la *Stella Polare*, così chiamata giacchè dista poco più di un grado dal polo nord della sfera celeste.

Secondo i Greci, l' Orsa Minore rappresentava il cane della costellazione del Bifolco e la Stella Polare ne rappresentava l' estremità della coda, onde il suo nome di *Cinosura* (κυνός ουρα cioè coda del cane). La Polare è una stella doppia, ed il suo satellite di circa nona grandezza è visibile con cannocchiali di media potenza.

25. Il Dragone, il Cocchiere, Cassiopea, Cefeo, Andromeda, Pegaso, Perseo. Le due Orse sono separate da una lunga fila di stelle che costituiscono la costellazione del *Dragone*, in cui i Greci vedevano il fiero animale che custodiva i pomi aurei nell' orto delle Esperidi e che, ucciso da Ercole, fu poi collocato in cielo.

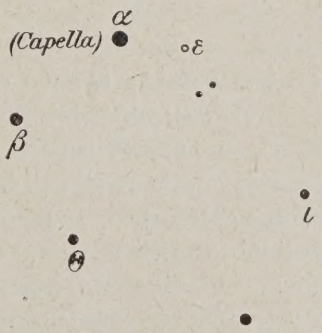


Fig. 18.
Il Cocchiere.

Prendiamo ora l' allineamento δα Orsa Maggiore: andremo ad incontrare una stella luminosissima ($m = 0{,}21$) — la quarta del cielo dopo Sirio, Canopo e Wega — che ha vicino a se tre stelline formanti un triangolo isoscele e che inoltre, in-

sieme con altre quattro stelle ben visibili, costituisce un gran pentagono quasi regolare. Questo pentagono, eccettuato un vertice, forma la costellazione del *Cocchiere*: la stella brillantissima, di cui abbiamo parlato, ha il nome di *Capra* (in latino: *Capella*); le tre stelline vicine sono i Caproni.

Congiungiamo ora δ Orsa Maggiore con la Stella Polare e prolunghiamo questa congiungente al di là della Polare stessa: incontreremo un gruppo di cinque belle stelle disposte in forma di W o di M, secondo l'ora dell'osservazione. Questo gruppo appartiene alla costellazione che prende il nome da *Cassiopea*, regina etiopica moglie di Cefeo e madre

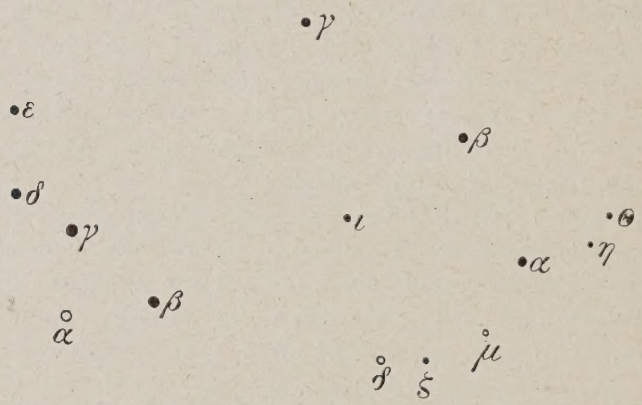


Fig. 19.
Cefeo e Cassiopea.

di Andromeda; avendo essa osato paragonare la sua bellezza a quella delle Nereidi, Nettuno, irato, costrinse Cefeo, marito di Cassiopea, ad esporre la figlia Andromeda ad un mostro marino. Dopo morta, Cassiopea, che era stata amata da Giove, venne collocata in cielo e non lungi da essa vediamo la costellazione di *Cefeo* — marito, come dicemmo, della regina etiopica — facilmente riconoscibile da tre stelle di terza grandezza, che formano un arco di cerchio, situato tra Cassiopea e l'Orsa Minore, in modo da rivolgere la concavità a Cassiopea stessa.

Riprendendo l'allineamento βα dell'Orsa Maggiore e prolungando al di là della Polare, troviamo quattro stelle che

formano un quadrato quasi perfetto, da un vertice del quale parte una specie di timone formato da tre stelle quasi allineate con quella situata al nominato vertice del quadrato.

Queste tre stelle costituiscono la parte principale della costellazione di *Andromeda*, mentre le altre, situate agli altri tre vertici del quadrato, appartengono alla costellazione di *Pegaso*. Inoltre, presso γ di Andromeda troviamo una

Fig. 20.
Pegaso e Andromeda

fila di stelle, in direzione presso a poco ortogonale all'allineamento dato da Andromeda stessa: è questa la costellazione di *Perseo*, eroe greco, figlio di Giove e di Danae. La stella situata lungo l'allineamento $\beta\gamma$ di Andromeda, si chiama *Algenib* ed è la più brillante di questa costellazione (α Persei; $m = 1{,}90$), mentre costruendo un triangolo rettangolo, avente per ipotenusa la congiungente γ Andromeda con α di Perseo e situato dal lato opposto a Cassiopea, troviamo al vertice dell'angolo retto la stella *Algol* (β Persei) che, come già sappiamo, costituisce uno degli esempi più importanti di stelle variabili.

I Greci vedevano Andromeda con la testa rivolta verso Pegaso e i piedi verso Perseo, che, cavalcando il cavallo alato Pegaso nato dal sangue della Gorgona, liberò Andro-

meda mentre essa, legata ad uno scoglio, stava per essere divorata da un mostro marino. Presso Algol vi sono alcune stelline che raffigurano la *testa di Medusa* di cui si servì Perseo per pietrificare il mostro.

È importante notare che nella costellazione di Andromeda, presso la stella ν si trova la celebre nebulosa di Andromeda (*M* 31) una delle più importanti nebulose spirali, visibile anche ad occhio nudo. Altre singolarità assai notevoli delle costellazioni ora esaminate sono le bellissime doppie γ Andromedae, η Cassiopeiae e β Cephei ed i due clusters stellari *H* 33, situato a mezza via tra γ Persei e δ Cassiopeiae, ed *M* 37 sulla congiungente ζ Tauri con θ Aurigae, un po' più vicino a quest'ultima.

26. Triangolo Boreale, Ariete, Balena, Pesci, Pesce Australe, Acquario. Sotto la costellazione di Andromeda vediamo tre stelle che formano un triangolo isoscele riconoscibile a colpo d'occhio, e costituiscono il nucleo della costellazione del *Triangolo Boreale*; presso il vertice del triangolo rettangolo, avente per ipotenusa la congiungente $\beta\alpha$, si trova una doppia importante: ι Trianguli.

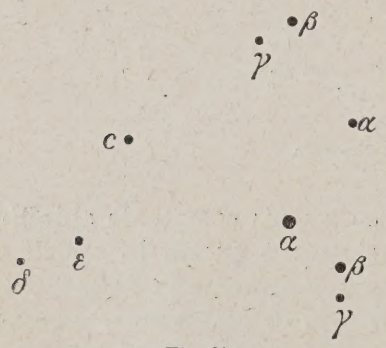


Fig. 21.
Il Triangolo (in alto) e l'Ariete (in basso).

A sud del Triangolo, si trova poi la costellazione di *Ariete*, caratterizzata da due stelle molto brillanti α e β Arietis, presso l'ultima delle quali ve n'è una di splendore minore, γ: la stella α è facilmente riconoscibile, occupando il vertice di un triangolo isoscele che ha gli altri due vertici in β e γ Andromedae. Notiamo in questa costellazione, la doppia γ Arietis, probabilmente la prima stella doppia conosciuta, di cui parlava Hooke fin dal 1664.

A sud dell'Ariete, vi è poi la costellazione della *Balena*, di forma non definibile, ma facilmente riconoscibile perchè

la sua stella più brillante, Menkar, forma un triangolo equilatero con l'Ariete e le Pleiadi. La Balena, secondo i Greci, rappresentava il mostro marino, al quale Andromeda era stata esposta. Tra le più notevoli singolarità di questa costellazione va annoverata la variabile o *Ceti* (Mira Ceti) che giace quasi esattamente sulla congiungente ζ e γ, un poco più vicino a questa ultima.

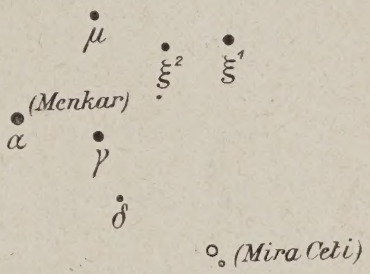


Fig. 22.
La Balena.

Al sud di Andromeda vediamo una lunga fila di stelline che formano la costellazione dei Pesci, una delle meno appariscenti dello Zodiaco e notevole principalmente perchè contiene il punto vernale γ, cioè quel punto della Sfera Celeste in cui si trova il Sole al momento dell'equinozio di primavera. La stella α è doppia.

Continuando ancora il nostro studio, prendiamo l'allineamento βα Pegasi: troveremo a sud una stella di prima grandezza, immediatamente riconoscibile, che si chiama *Fomalhaut*, ed appartiene alla costellazione del *Pesce Australe*. Prendendo invece l'allineamento α Andromedae-α Pegasi, verremo ad incontrare un gruppo di stelle di terza grandezza, che ha la forma di un triangolo isoscele, con l'angolo al vertice molto acuto e che costituisce la parte essenziale della costellazione dell'*Acquario* o *Anfora*; dalla base del nominato triangolo parte poi una fila di stelline che si dirige verso Fomalhaut e che rappresenta l'acqua dell'Anfora. Presso la congiungente αβ prolungata al di là di β di una quantità poco maggiore della distanza di queste due stelle, esiste una nebulosa planetaria assai importante per il suo colorito, tendente al *verde*: tra le più notevoli doppie indichiamo la ζ e la 12 *Aquari*.

La costellazione dell'Acquario rappresentava, presso i Greci, Ganimede che fu rapito da Giove trasformato in aquila, per essere adibito come coppiere degli Dei.

27. Leone, Boote, Chioma di Berenice, Corona Boreale. Torniamo ora all' Orsa Maggiore, e riprendiamo l' allineamento αβ prolungandolo in direzione opposta alla Polare: verremo ad incontrare un trapezio, formato da quattro stelle

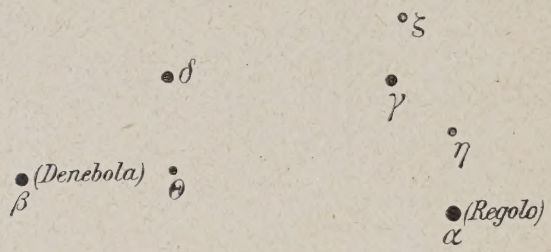


Fig. 23.
Il Leone.

assai luminose e che appartiene alla costellazione del *Leone*. Secondo i Greci, essa rappresentava il Leone Nemeo, ucciso da Ercole in una delle sue dodici fatiche.

La stella all' estremo occidentale della base maggiore è *Regolo*, il cuore del Leone, posta quasi sull' eclittica; l' altra, all' estremo orientale, si chiama *Denebola* e rappresenta la coda del Leone. Tra le doppie più importanti notiamo γ Leonis (al vertice della base minore, dalla stessa parte di Regolo) e la 54 Leonis; anche Regolo è doppia.

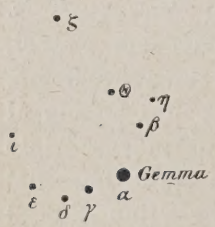


Fig. 24.
La Corona.

Tornando ancora all' Orsa Maggiore e prendendo l' allineamento δβ troviamo una stella brillantissima, di splendore uguale alla Capra e di colore giallo rossastro che si chiama *Arturo* (come vedemmo, dal greco Ἀρκτ-οῦρος, cioè il guardiano dell' Orsa) ed è la più lucente della costellazione di *Boote*, di cui la parte principale è costituita da una specie di pentagono a nord di Arturo. Boote era figlio della ninfa Elice (l' Orsa Maggiore) e guardiano dei sette buoi onde il nome di Bifolco (Bubulcus, Plaustri custos). Belle doppie sono ε, ζ, π, φ di questa costellazione.

Quasi nel centro dello spazio compreso tra il timone dell'Orsa Maggiore, Arturo e Denebola vediamo nelle notti oscure un gruppo di stelline a forma di V che costituiscono la *Chioma di Berenice*, offerta ad Afrodite da questa principessa egiziana per la salvezza del marito Tolomeo Evergete. Venere gradì il dono e la chioma venne collocata in cielo.

A Nord Est di Arturo troviamo poi senza difficoltà un gruppo di sette stelle disposte quasi esattamente lungo un semicerchio e che formano la costellazione della *Corona Boreale*, simbolo della corona di Arianna figlia di Minosse e di Pasifae; la stella più brillante prende il nome di *Gemma*. Belle doppie sono ζ ed η; nel 1866 apparve una stella temporanea presso ε Coronae.

28. Gemelli, Orione, Cane Maggiore, Cane Minore. Entriamo ora nella parte più bella del cielo, nei « tesori celesti » secondo l'espressione poetica della Sacra Bibbia.

Partiamo ancora dall'Orsa Maggiore e prendiamo l'allineamento δβ; troveremo a Sud Est del Cocchiere due stelle

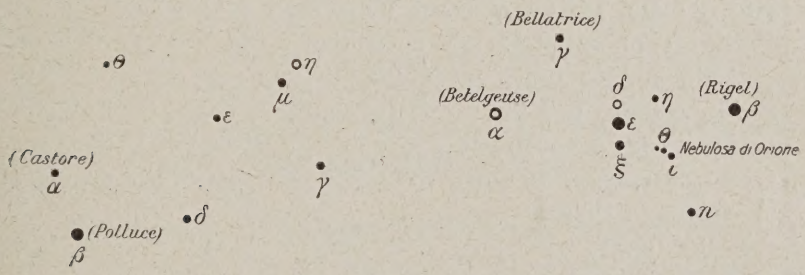


Fig. 25.
Orione e i Gemelli.

di prima grandezza, distanti tra loro circa cinque gradi, di cui quella più a Sud si chiama *Polluce*, mentre l'altra al Nord ha il nome di *Castore*, ed è una delle doppie più interessanti. La costellazione di cui queste due stelle fanno parte è quella dei *Gemelli* o Dioscuri, nati da Leda e da Giove trasformato in cigno, e quindi posti in cielo. Le due stelle ora nominate rappresentano le teste dei Dio-

scuri, mentre le altro due stelle (γ, μ) meno lucenti, situate parallelamente alle prime verso Sud West, indicano i piedi.

La linea βγ dei Gemelli, prolungata verso Sud West, viene poi a tagliare un gruppo di quattro stelle lucentissime, disposte presso a poco ai vertici di un rettangolo, nell'interno del quale vediamo tre stelle allineate quasi in diagonale, e al disotto di esse, altre tre stelle allineate parallelamente alle basi maggiori. È questa la costellazione di *Orione*, la più bella di tutto il cielo, per la sua estensione e per il numero e lo splendore delle stelle che la compongono.

La stella α al vertice Nord Est del rettangolo, si chiama *Betelgeuse*, e rappresenta la spalla destra del gigante Orione; la stella β si chiama *Rigel* e ne forma il piede sinistro; la stella γ si chiama *Bellatrice* e costituisce la spalla sinistra mentre il piede destro non è visibile, giacchè s'immagina nascosto dietro la costellazione del Lupo. Le tre stelle δ ε ξ allineate quasi in diagonale si chiamano « i tre Re » e formano la *cintura* e le tre stelle al di sotto della cintura formano la *spada*, a metà della quale si può scorgere ad occhio nudo la celebre *nebulosa di Orione*, la più bella di tutto il cielo. Infine a Nord delle due spalle vediamo un piccolo gruppo di stelle che costituiscono la *testa* di Orione.

Come è noto dalla mitologia, Orione era un eroe della Beozia, celebre per la sua statura gigantesca e per la sua passione per la caccia, il quale morì a Creta per la puntura di uno scorpione, e dopo la morte fu trasportato in cielo col suo cane Sirio.

Belle doppie di Orione sono Rigel, δ, ζ, ι; θ è multipla e forma il così detto *trapezio di Orione*; σ è tripla.

Se ora prolunghiamo verso Sud Est la linea dei tre Re verremo quasi ad incontrare *Sirio*, la *stella più lucente di tutto il cielo*, posta a Nord Ovest di un bel gruppo di stelle — tra cui tre molto luminose disposte ai vertici di un triangolo equilatero — che costituiscono la costellazione del *Cane Maggiore*, l'indivisibile compagno del cacciatore Orione. Sarà importante notare che Sirio, ora bianco azzurrognolo, sembra avere avuto nell'antichità un colore rossastro: Tolomeo infatti lo chiama λαμπρότατος ὑπόχιῤῥος (luminosissimo e ros-

sastro) e Seneca [1] lo dichiara espressamente *più rosso di Marte* (acer Caniculae rubor, Martis remissior, Iovis nullus) ponendo così gli astronomi dinanzi ad un problema che non è ancora completamente risoluto [2]. Ed è pure importante aggiungere che Sirio, come già accennammo, costituisce il primo esempio di stella doppia scoperta teoricamente, avendo Bessel fin dal 1844 dedotto l'esistenza di un satellite dalle irregolarità del moto proprio di Sirio; ed infatti, molti anni dopo, e cioè il 31 gennaio 1862 Clark di Boston diresse verso Sirio l'obbiettivo di 46 cm. costruito allora per l'Osservatorio dell'Università del Missisipi e scoprì che l'astro era accompagnato da una stellina di 10ª grandezza.

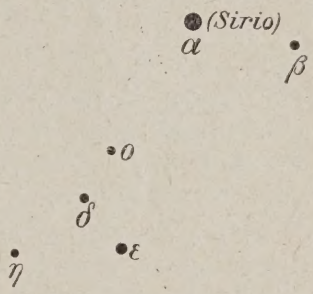


Fig. 26.
Il Cane Maggiore.

A Sud dei Gemelli e ad Est di Orione vediamo una stella luminosissima di splendore poco minore di Arturo e che forma un gran triangolo equilatero insieme con Sirio e Betelgeuse. Essa simboleggia il secondo cane di Orione, e poichè si leva prima di Sirio, i Greci la chiamarono *Procione* (Προκύων cioè il cane che va innanzi); insieme con altre stelle vicine forma la costellazione del *Cane Minore*.

Vedemmo che, come Sirio, anche Procione ha un compagno, scoperto dapprima teoricamente da Bessel.

29. La Lepre, l'Eridano, la Colomba, l'Unicorno, il Toro. Partendo ancora da Orione notiamo a Sud un gruppo di stelle, tra cui quattro di terza grandezza ed altre di quarta, che costituiscono la costellazione della *Lepre*.

---

(1) Cfr. QUAEST. NAT, *Lib.* I.

(2) SCHJELLERUP p. es. suggerisce l'ingegnosa ipotesi di un errore di scrittura dei primi trascrittori di Tolomeo, i quali avrebbero per inavvertenza cambiata l'originale dizione καὶ σείριος (detta anche Sirio) in ὑπόχιῤῥος (rossastra). Cfr. T. SEE, *Historical Researches indicating a change in the color of Sirius*. Astr. Nachr., Bd. 229; Dittrich A. N. 5542.

Circa tre gradi a Nord ed un poco ad Ovest di Rigel vediamo una stella di terza grandezza che fa parte di una lunga e sinuosa fila di stelle che si estende ad Occidente e a Sud di Orione, e forma la costellazione dell'*Eridano*. La sua stella più lucente, mai visibile in Italia, ha avuto dagli Arabi il nome di *Acharnar*.

Unendo Procione con Sirio e prolungando la congiungente di una eguale lunghezza troveremo, a Sud della Lepre, una stella di seconda grandezza, chiamata *Phact*, che insieme, con altre meno notevoli, forma la costellazione della *Colomba*.

Infine ad oriente di Orione, nello spazio compreso tra Orione stesso, il Cane Maggiore ed il Cane Minore esistono delle stelle poco appariscenti, con cui Evelio formò la costellazione dell'*Unicorno*. Questa costellazione è attraversata da una regione particolarmente brillante della Via Lattea e contiene dei gruppi globulari notevoli, tra cui per es. *H* VII, 2 visibile ad occhio nudo, un poco al Nord della 8 Monocerotis. La 11 Monocerotis è tripla, la 8 è doppia.

Se ora prolunghiamo la linea dei tre Re di Orione dalla parte opposta a Sirio troveremo il gruppo delle *Iadi*, a forma di un V, terminato all'uno dei rami da una stella di prima grandezza e di colorito giallo rossastro: *Aldebaran*. Come è noto le *Iadi*, tante volte nominate dai poeti dell'antichità classica, formano la fronte della costellazione del *Toro* di cui Aldebaran costituisce l'occhio infuocato. Secondo i Greci il Toro rappresentava Giove che assunse questa forma per rapire Europa, oppure il toro da cui Pasifae ebbe per figlio il Minotauro, od anche la vacca Io. Le Iadi poi erano ninfe, figlie di Atlante e di Etra, che allevarono Giove e salvarono Bacco incorrendo però nell'ira di Giunone; onde Giove, per sottrarle ad una vendetta, le collocò in cielo.

Poco lontano dalle Iadi, secondo lo stesso allineamento dei tre Re, troviamo un gruppo di stelline assai ravvicinate tra loro che sono le *Pleiadi* ed appartengono alla costellazione del Toro. Ad occhio nudo, nelle notti serene, se ne possono scorgere sette, cioè *Alcione* (η Tauri), che è la più brillante di esse, *Elettra*, *Maia*, *Atlante*, *Taigete*, *Sterope*, *Merope*; ma le viste eccezionalmente acute ne distinguono

otto o dieci e con i più potenti connocchiali se ne contano circa seicento. Come è noto le Pleiadi, figlie di Atlante e di Pleione e sorelle delle Iadi, furono amate da divinità ed eroi ed, essendosi uccise per la morte del loro padre Atlante, vennero collocate in cielo.

30. La Lira, Ercole, il Serpente, il Serpentario, il Cigno, l'Aquila, il Delfino, la Freccia, la Volpetta. Immaginiamo ora di costruire un triangolo equilatero, avente per estremi

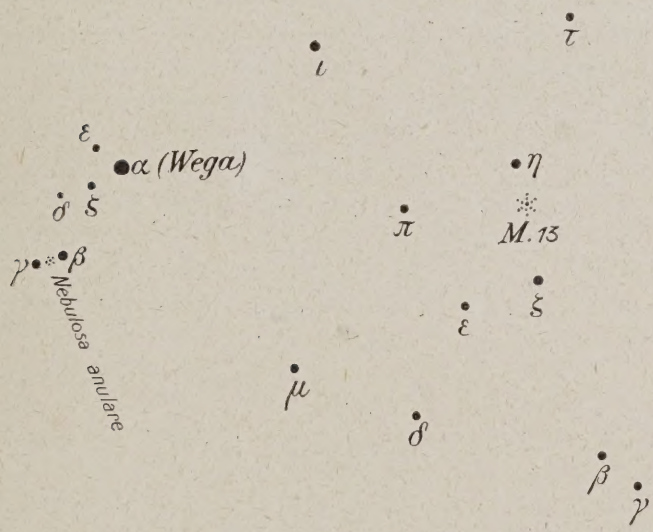


Fig. 27.
La Lira.

della base Arturo e la Polare, e situato dalla parte opposta all'Orsa Maggiore. Al vertice troveremo una stella brillantissima ($m = 0{,}14$) la *terza del cielo dopo Sirio e Canopo*, che si chiama *Wega* (α Lyrae) e che è vicina ad altre quattro stelline, disposte agli angoli di un parallelogramma, costituendo insieme ad esse e ad altre stelle la costellazione della *Lira*, nella quale i Greci vedevano la cetra di Apollo o di Orfeo.

Tra γ e β, un poco più vicino alla seconda, troviamo la *Nebulosa Anulare* della quale abbiamo già parlato nelle

pagine precedenti; β ed ε sono quadruple, e precisamente quest' ultima, almeno per viste acute, si separa in due componenti ciascuna delle quali, all' esame telescopico, si sdoppia in altre due.

Se uniamo ora Wega con Gemma, verremo a traversare un quadrilatero, formato da stelle terziarie, e costi-

Fig. 28.
Il Serpente e il Serpentario.

tuente la parte principale della costellazione dell' *Ercole*, che i Greci immaginavano coperto dalla pelle del Leone Nemeo, da lui ucciso, ed inginocchiato con i piedi verso il polo e la testa verso mezzogiorno. Tra η e ζ si trova l'*Ammasso*

Globulare dell' Ercole (*M* 13) uno dei più belli tra i clusters stellari. Belle doppie sono α, ρ, δ; μ è tripla.

Circa dieci gradi a sud della corona e venti ad est di Arturo, troviamo un gruppo di stelle, a forma di Y che costituiscono la testa del *Serpente*, il cui corpo si dirige dapprima a Sud, e poi piega ad Est, verso la mano di *Ofiuco* o *Serpentario*, e quindi, dopo esser passato tra le gambe di questo gigante, ricomparisce a levante, formando una linea sinuosa di stelle, caratteristica del cielo estivo.

La testa del Serpentario si trova un poco a Sud di Ercole, ed è costituita da un trapezio di stelle di terza grandezza, di cui la principale, α Ophiuci ($m = 2{,}14$) si distingue assai facilmente, trovandosi pochi gradi a S-E di α Herculis e formando inoltre un triangolo equilatero con Vega e Altair. Le doppie sono abbondantissime in questa regione; notiamo solo λ Ophiuci, 70 Ophiuci, δ, ϑ, ν Serpentis. Bei clusters sono *M* 19, sulla linea tra le stelle β e ζ, più presso a ζ, ed *M* 12, sulla linea tra β e ε, più presso ad ε.

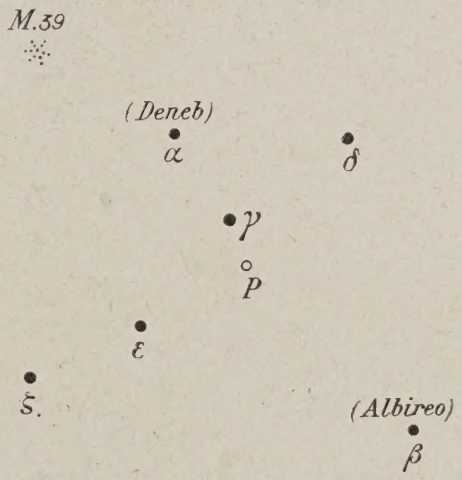


Fig. 29.
Il Cigno.

Secondo gli antichi, il Serpentario rappresentava il vecchio Esculapio, inventore della medicina, al quale un serpente portò l'erba miracolosa che servì per risuscitare Ippolito.

Ad oriente della Lira, troviamo la bella costellazione del *Cigno*, a forma di una gran croce che si estende sopra la Via Lattea, e che è costituita da cinque belle stelle, di cui quattro occupano i vertici e la quinta il centro della croce: simboleggia Giove trasformato in cigno, nel suo amore con Leda. La stella posta all'estremità della croce, verso NE, si

chiamo *Deneb* (α Cygni), quella posta all'estremo inferiore si chiama *Albireo* (β Cygni), ed è una delle più belle doppie del cielo; un poco a Sud Est di Deneb, si trova la 61 Cygni, una delle stelle più vicine a noi ($\pi = 0'',31$). Tra i clusters notiamo *M* 39.

A sud del Cigno e della Lira, vediamo la costellazione dell'*Aquila*, nella quale i poeti scorgevano Giove, così trasformato quando rapì Ganimede. Questa costellazione è facilmente riconoscibile da una stella di prima grandezza ($m = 0,89$), *Altair* (α Aquilae), accompagnata da ambo i lati

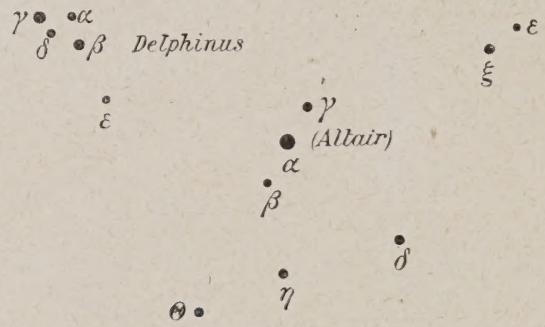


Fig. 30.
L'Aquila e il Delfino.

da due stelle minori, in modo che tutte e tre risultano allineate tra loro ed anzi la loro linea viene a passare quasi esattamente per Wega.

La parte meridionale della costellazione dell'Aquila costituiva anticamente la costellazione di *Antinoo*, ora caduta in disuso, che raffigurava Antinoo, spesso confuso con Ganimede, portato al cielo dall'aquila stessa.

Al sud del Cigno e ad Est dell'Aquila, vediamo un piccolo gruppo di stelle, a forma di rombo con una coda, che costituiscono la costellazione del *Delfino*, raffigurante il Tritone figlio di Nettuno, cambiato in delfino e posto in cielo per aver servito gli Dei nella guerra contro i Giganti [1].

---

[1] Nel catalogo di Piazzi le due stelle α e β Delphini portano i nomi di *Svalocin* e *Rotanev*, il cui significato occupò per molto tempo l'am-

A West del Delfino, e precisamente tra esso ed il Cigno, vediamo la costellazione della *Freccia* o *Saetta*, facilmente riconoscibile da quattro stelle che formano un Y molto allungato. Tra il Cigno il Delfino e la Saetta, vediamo poi la costellazione della *Vulpecula* o *Volpetta*, nella quale, quasi a metà strada tra β Cygni e α Delphini, potremo ammirare l'importante *Dumbell Nebula*.

31. Il Capricorno, la Vergine, lo Scorpione, il Sagittario. Prolunghiamo ora verso Sud la congiungente β Cygni con Altair: troveremo due stelle di terza grandezza, che formano la testa del *Capricorno*, costellazione che, secondo i Greci,

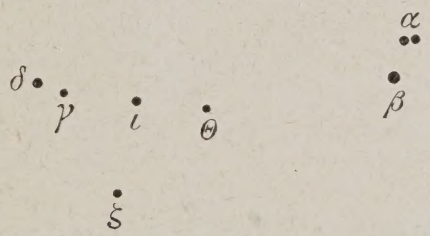


Fig. 31.
Il Capricorno.

rappresentava il dio *Pane* trasformato metà in capro e metà in pesce per combattere i Titani. Ogni possibilità di equivoco è poi tolta osservando che la stella più a Nord (α Capricorni) è doppia e che le due componenti (α_1 ed α_2) possono distinguersi anche ad occhio nudo nelle sere più limpide.

Col cannocchiale si trova inoltre che α_2 ha un debole compagno, di 12ª grandezza, distante circa 7″, il quale, a sua volta, ne ha uno di 13ª distante circa 1″, ed analogamente si trova che anche α_1 è multipla. Così pure osservando β Capricorni con un buon binocolo vediamo che essa si

---

miraglio Smith che li credeva di origine araba! In realtà questi due nomi, letti in senso inverso, divengono *Nicolaus Venator*, cioè Nicola Cacciatore, astronomo dell'Osservatorio di Palermo, al quale il Piazzi dedicò le due stelle.

sdoppia in due componenti β_1 e β_2, le quali, esaminate con forti cannocchiali, risultano multiple a loro volta. Notiamo ancora la nebula *M* 30 circa un grado al Nord della 41 Capricorni.

Torniamo ora all' Orsa Maggiore, e prolunghiamo la diagonale $\alpha\gamma$: troveremo una stella di prima grandezza, ($m = 1{,}21$) che può essere ancora individuata, osservando che forma un gran triangolo equilatero con Arturo e Denebola. Essa

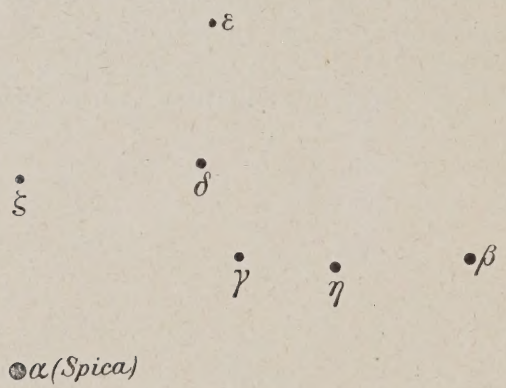


Fig. 32.
La Vergine.

è la *Spiga* della *Vergine* (α Virginis), la principale di questa costellazione nella quale i Greci vedevano Cerere, dea delle messi e della fecondità.

Altre stelle notevoli della Vergine sono cinque terziarie formanti una specie di V molto aperto, situato tra la Spiga stessa e Denebola: la stella al vertice del V, situata quasi a mezza via tra le due che abbiamo ora nominate, è γ Virginis, una delle doppie più interessanti per l'alta eccentricità della sua orbita. Anche la Spiga è una binaria spettroscopica. Aggiungiamo ancora che nella costellazione della Vergine, a metà strada tra Denebola ed ε Virginis, esiste una regione ricchissima di nebulose, dove con un forte cannocchiale, se ne possono contare una dozzina in due gradi quadrati.

Se congiungiamo poi Wega con la Spiga, verremo a incontrare la costellazione del *Corvo*, facilmente riconoscibile

da un grande trapezio, composto di quattro stelle, situate a Sud della Vergine. Prendendo ora l'allineamento da Regolo alla Spiga — allineamento che coincide presso a poco con l'eclittica trovandosi queste due stelle in prossimità dell'eclittica stessa — troveremo ad oriente una bella stella di prima grandezza ($m = 1{,}22$) e di colore rossastro. È *Antares*, il cuore dello *Scorpione* (α Scorpii) che, come vedemmo indicato dal nome stesso, può essere paragonato a Marte per il suo colore infuocato, che Virgilio [1] chiamava *ardente*. La costellazione dello *Scorpione* è facilmente riconoscibile, perchè formata di stelle molto luminose e disposte in modo da raffigurare l'animale che le da il nome: i poeti vedevano in essa la bestia velenosa che, per vendicare Diana, uccise Orione, pungendogli il piede.

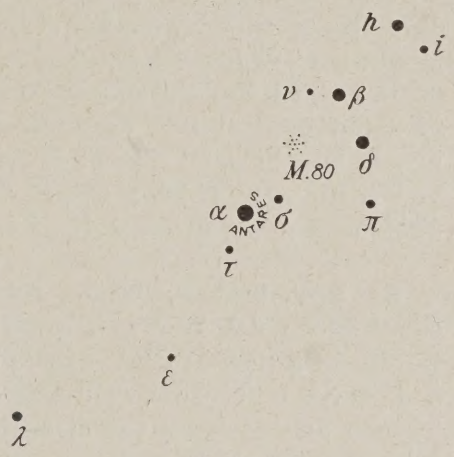


Fig. 33.
Lo Scorpione.

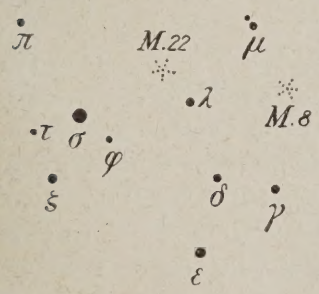


Fig. 34.
Il Sagittario.

La rossa Antares ha presso di sè un compagno di settima grandezza, d'un bel colore verde; β Scorpii è tripla; a mezza via tra Antares e β Scorpii si trova il cluster *M* 80, uno dei più belli del cielo. Prolungando ancora verso oriente l'allineamento Antares-Spiga, troveremo la costellazione del *Sagittario*, formata da un trapezio, avente a po-

---

(1) ..... iam brachia contrahit ardens
Scorpio et cœli iusta plus parte relinquit.
VERG., *Georg.*, I, 34.

nente una fila di stelle in linea curva, imitanti un arco. Essa si trova in una delle parti più dense della Via Lattea, e in una regione del cielo ricchissima di ammassi stellari, dove anzi H. Shapley pone il centro dell'Universo, a sessantamila anni di luce da noi.

Notiamo i due clusters *M* 25 (7° al N. di λ Sagittari) e *M* 8 (un poco al Sud della linea φ λ prolungata di una uguale quantità al di là di λ) ambedue visibili ad occhio nudo; il cluster *M* 22, a mezza via tra μ e σ; la *Nebulosa Trifida* un grado al Nord di *M* 8.

32. Idra, Cratere, Cancro, Bilancia. Torniamo ora alla costellazione del Leone, e prendiamo l'allineamento γ α; troveremo a Sud una bella stella di seconda grandezza, che è *Alphard*, o il cuore dell'*Idra* (α Hydrae), costellazione formata da una lunga fila di stelle che si estende a levante del Corvo e sotto la Vergine e rappresenta il mostro dalle cento teste che infestava la palude di Lerna e che fu ucciso da Ercole, il quale ne adoperò il sangue velenoso per rendere mortali le sue freccie. La testa dell'Idra, formata da alcune stelle di terza grandezza ed altre minori, si trova un poco a levante di Procione; presso μ Hydrae è la *Nebulosa planetaria H* IV 27 d'aspetto brillante, con un disco apparente largo circa quanto quello di Giove. Tra l'Idra e il Corvo vi sono alcune stelle che formano la costellazione del *Cratere*.

Se uniamo ora il cuore dell'Idra con Castore troveremo, circa a metà strada, due stelle di quarta grandezza, che, insieme con un vicino gruppo stellare chiamato il *Presepio*, formano la parte principale della costellazione del *Cancro*, nella quale i Greci vedevano l'animale, inviato da Giunone a pungere il piede di Ercole, mentre questi uccideva l'Idra di Lerna: Ercole lo schiacciò, ma Giunone, per ricompensarlo, lo collocò in cielo. Notiamo la stella tripla ζ Cancri che ha formato oggetto di molti lavori di Meccanica Celeste, per le notevoli perturbazioni che affettano le orbite delle sue componenti.

Ad Est della Spiga, tra questa e lo Scorpione, notiamo due belle stelle di seconda grandezza, che costituiscono i

piatti della *Bilancia*, costellazione che rappresentava l'uguaglianza del giorno e delle notti, occupando altre volte la posizione dell'equinozio di autunno. Circa dieci gradi al Nord del piatto boreale (β *Librae*), un poco al disopra dell'equatore, si trova il cluster *M* 5, uno dei primi in cui il Pickering scoprì fin dal 1895 centinaia di stelle variabili, a breve periodo, onde il nome di *Variable star-cluster*.

33. Altre costellazioni. Fedeli al nostro programma, di dare solo una guida per lo studio dell'Uranografia senza perderci in minuti dettagli, noi ci siamo limitati allo studio delle principali costellazioni visibili nelle nostre regioni, rimandando lo studioso che desideri maggiori notizie alle opere citate al n. 23 o a qualsiasi altro buon atlante celeste, come indicheremo nel paragrafo seguente.

In conseguenza ci contenteremo soltanto di nominare altre poche costellazioni di secondaria importanza, o invisibili nei nostri paesi. E precisamente tra le costellazioni di secondaria importanza, nomineremo anzitutto quella dei *Levrieri*, formata, come vedemmo, da Hevel con alcune stelle poste al sud del timone dell'Orsa Maggiore e facilmente riconoscibile perchè la sua stella principale — il *Cuore di Carlo*, una magnifica doppia, — si trova sull'allineamento che congiunge la Polare con ε Ursae Majoris, circa 15° al Sud di quest'ultima. Un poco a SW di η Ursae Majoris — l'ultima del timone — si trova la nebulosa *M* 51, la bella *Nebulosa spirale dei Levrieri*.

Ricorderemo ancora la *Giraffa*, formata egualmente da Hevel con alcune stelline comprese tra le due Orse, Cassiopea, Perseo e il Cocchiere; il *Leoncino*, composto di alcune stelle al Nord del Leone; il *Cavalluccio*, a SE del Delfino; la *Lince* a Nord di Castore ed ad Est della Capra, ecc.

Tra le costellazioni che sono invece invisibili, o solo parzialmente visibili nelle nostre regioni, nomineremo anzitutto la costellazione del *Centauro*, posta a Sud della Spiga e rappresentante Chirone, il maestro di Achille; la sua stella più bella (α Centauri), luminosa al pari di Arturo, è doppia e, come vedremo, è notevolissima per la sua grande

vicinanza ($\pi = 0'',76$). Tra le gambe del Centauro si trova poi la *Croce del Sud*.

Notiamo ancora la grande costellazione della *Nave*, che rappresenta la nave Argo e che si trova a SE del Cane Maggiore; la sua stella più brillante, *Canopo* (α Argus), invisibile al Nord del 38° parallelo [1], è la *seconda del cielo*, dopo Sirio ($m = -0,86$) ed una delle più grandi di cui si abbia notizia. L'*Idra Maschio*, che ha la sua testa (α Hydri) presso Achernar e si dirige quindi verso le regioni australi, svolgendo le sue spire tra le due nubi di Magellano; la costellazione dell'*Ottante*, che, per la sua grade vicinanza al Polo Australe, ha importanza analoga a quella della nostra Orsa Minore, ecc.

§ 3. - Globi e Carte Celesti.

34. Come già abbiamo visto, la posizione occupata in cielo da una stella o altro oggetto celeste viene individuata dalle coordinate riportate dai Cataloghi Posizionali, ma può essere anche espressa graficamente per mezzo dei Globi o delle Carte Celesti.

Per omogeneità di trattazione, rimanderemo lo studio dei Cataloghi Posizionali all'ultimo capitolo di questo volume, dove dovremo anche occuparci dei Cataloghi Fotometrici, Spettroscopici, di Parallassi, di Stelle Doppie, di Variabili ecc. e ci limiteremo ora ai soli globi e carte celesti, argomento che interessa l'Astronomia Siderale come l'Astronomia Sferica e che cercheremo di riassumere con la massima brevità.

Storicamente, lasciando da parte la tradizione che attribuisce l'invenzione della sfera ad Atlante, possiamo dire che, nel mondo classico, il primo globo celeste di cui si ha notizia relativamente sicura fu costruito da Eudossio (nato a Cnido nel 409, morto ad Atene nel 356 a. G. C.) e che ad

---

[1] In Italia, Canopo può quindi vedersi soltanto nella parte meridionale della Sicilia.

esso seguono quello di ARCHIMEDE (293-212 a. G. C.) e di KRATES DI TARSO (II sec. a. G. C). Però di tutte le sfere dell'antichità ci rimane ben poco e cioè l'*Atlante Farnese* del Museo di Napoli (che, dalla posizione dei punti equinoziali, risalirebbe, secondo Heiss, al III sec. [1] a. G. C.), un globo conservato nel Museo di Arolsen (Waldeck), un frammento greco egiziano al Museo Vaticano ecc. Rimangono invece parecchi globi costruiti da astronomi arabi nell'evo medio, tra i quali, importantissimo, quello del Museo Borgia di Velletri, presso Roma.

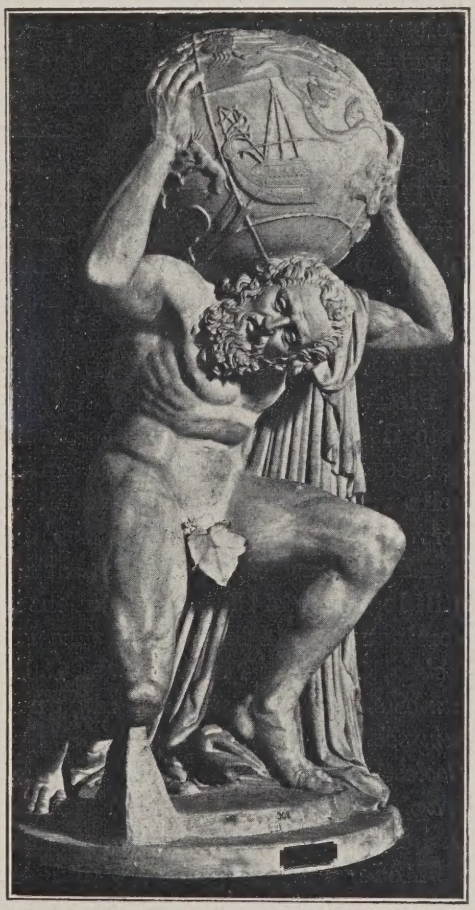


Fig. 35.
L'Atlante Farnese.

Così i moderni, per ricostruire i disegni delle costellazioni secondo le forme con cui l'antichità le aveva immaginate, hanno dovuto necessariamente ricorrere ai globi arabi, giovandosi però contemporaneamente delle descrizioni lasciateci dagli antichi e principalmente da IGINO (I sec. a. G. C.) da MANILIO (I sec. d. G. C.), da CLAUDIO TOLOMEO (II sec.

(1) L'esecuzione però viene giudicata di epoca posteriore.

d. G. C.), da FIRMICO (IV sec. d. G. C.), da MACROBIO (IV sec. d. G. C.) e da MARZIANO CAPELLA (V sec. d. G. C.). E, come primo costruttore, può essere ricordato ALBERTO DURER, di Colonia, con i suoi planisferi, incisi in legno nel 1515 e divenuti oggi rarissimi, che sono serviti di base a tutte le rappresentazioni illustrate della figura delle costellazioni.

Successivamente TYCHO BRAHE (1546-1601) costruì un globo celeste di quasi due metri di diametro e, nel secolo XVII, vediamo questa arte diffusa nei Paesi Bassi, cominciando dal globo di JANSSON BLAEU, che rimonta al 1603. Citeremo ancora il globo di OLEARIO, costruito nel 1654 con un diametro di m. 3,50, in modo che il visitatore poteva collocarsi nell'interno, essendo le stelle rappresentate da tanti forellini da cui passava la luce; nel 1713 fu inviato a Pietrogrado, dove ancora si trova. E così pure va ricordato il globo della Biblioteca Nazionale di Parigi, costruito dal CORONELLI nel 1685 con un diametro di m. 3,85 e la bella raccolta di globi dei secoli XVI, XVII e XVIII conservati nel Museo Astronomico dell'Osservatorio di Roma.

Ma, nell'astronomia pratica, assai più dei globi celesti, sono utili le *Carte del Cielo*. Storicamente, da questo lato, dobbiamo nominare per la loro importanza l'Atlante di BAYER (*Uranometria*, Augustae Vindelicorum, 1603) quello di SCHILLER (*Coelum Stellatum Christianum*, id.), quello di EVELIO (*Firmamentum sobiescianum*, Gedani, 1690), quello di FLAMSTEED (*Atlas Coelestis*, Londini, 1729) ed in fine quello di BODE (*Uranographia*, Berolini, 1797), artisticamente pregevolissimo per la bellezza delle figure rappresentanti le costellazioni.

Modernamente possiamo dividere le carte celesti, ancora in uso, in quattro categorie; vale a dire:

1. Carte visuali contenenti le sole « stelle lucide » e cioè le sole stelle visibili ad occhio nudo
2. Carte visuali per uso telescopico
3. Carte fotografiche
4. Carte speciali.

E più particolarmente:

1) Di carte visuali, contenenti le sole stelle lucide ad uso sopra tutto degli amatori di astronomia, ne possediamo

un gran numero. Tra le più conosciute citeremo il bel-l'Atlante Italiano del DORNA, edito dalla R. Accademia delle Scienze di Torino, l'Atlante di HEIS (Köln, 1872), l'Atlante di HOUZEAU (Bruxelles, 1878) che comprende tutta la sfera celeste, l'Atlante di J. MESSER (Ricker, Leipzig, 1902) accompagnato da un testo esplicativo che lo rende utilissimo ai dilettanti, l'Atlante di SCHURIG, quello di A. COTTAM (Londra, 1900) giustamente stimatissimo ecc. Per il cielo australe, oltre l'Atlante già citato di Houzeau, ricorderemo l'*Uranometria Argentina* del GOULD (Buenos Aires, 1877) ecc.

2) Tra le carte celesti contenenti stelle telescopiche, ad uso degli astronomi, ricorderemo anzi tutto quelle annesse alla *Bonner Durchmusterung* di ARGELANDER e SCHÖNFELD, di cui un'ulteriore edizione fu pubblicata nel 1899, e che contengono tutte le stelle comprese fra il polo boreale ed il parallelo — 23, fino alla decima grandezza.

Ricorderemo ancora l'Atlante del DIEN (ripubblicato a Parigi nel 1877, per cura del Flammarion), quello di HARDING (Gottingen 1822, ripubblicato nel 1856) e quello di GRAFF (Hamburg 1925) che giungono fino alla nona grandezza. Buone sono pure le carte del PETERS (Litchfield Observatory, Clinton, N. Y.) che contengono stelle fino all'undecima grandezza, ma abbracciano solo una parte del cielo equatoriale.

Per quanto riguarda più specialmente le costellazioni zodiacali, notiamo le carte di CHACORNAC (*Observatoire*, Paris, 1856 e ss.), continuate dopo la sua morte dai fratelli Paolo e Prospero HENRY, le quali si estendono alla 13ª grandezza e riescono utilissime per l'identificazione dei piccoli pianeti e delle comete. Così pure, per le regioni equatoriali, ricorderemo le *Akademische Sternkarten* pubblicate dall'Accademia di Berlino nel 1859 e che comprendono le stelle fino alla decima grandezza, tra + 15° e — 15° di declinazione.

In fine per il cielo australe, va citato l'Atlante di J. M. THOME (Cordoba, 1893) che comprende le stelle fino alla decima grandezza, tra — 22° e — 42° di declinazione.

3) Per quanto riguarda le carte fotografiche, occorre ricordare che le prime furono ottenute da D. GILL al Capo

di Buona Speranza; esse furono poi misurate dal Kapteyn a Groningen ed i risultati, che si estendono a 450.000 stelle, costituiscono i tre volumi della « Cape Photographic Durchmusterung ».

Spronato dai risultati del Gill e dalle richieste dei benemeriti fratelli Henry, che avevano costruito un telescopio fotografico usato con gran successo all'Osservatorio di Parigi, il Congresso Astronomico Internazionale tenutosi a Parigi nel 1887, propose di fotografare tutte le stelle fino alla 14ª grandezza onde formare una *Carta del Cielo* destinata a contenere circa venti milioni di stelle. Da questo primo progetto nacque poi quello della compilazione di un *Catalogo Astrografico* contenente le posizioni di tutte le stelle fino alla grandezza 11ª, il cui numero ammonta a circa due milioni; posizioni da ricavarsi dalle misure di una nuova serie di lastre ottenute con pose più brevi di quelle usate per la formazione della *Carta*.

Il difficile lavoro, di grandissima importanza per la ricerca dei moti propri delle stelle, fu affidato a diciotto Osservatori Astronomici, ed è già prossimo al termine per quanto riguarda il Catalogo e sufficientemente avanzato per ciò che si riferisce alla Carta.

In aggiunta a questa grande intrapresa collettiva, che onora l'Astronomia Moderna, nomineremo ancora le carte fotografiche di Palisa e Wolf, eseguite all'Osservatorio di Heidelberg, quelle di Franklin ed Adams di Greenwich, quelle dell'Osservatorio di Harvard ecc.

4) Tra le carte ed Atlanti speciali, noteremo in primo luogo l'*Atlas Stellarum Variabilium* del P. Hagen (Berlino, Dames) di cui abbiamo già parlato a proposito delle stelle variabili. Per quanto riguarda le nebulose, la Via Lattea ed altre singolarità del cielo ricorderemo le *Photographs of Stars, Star Clusters and Nebulae* ottenute a Starfield da Isaac Roberts (London, Universal Press, 1893-1899), l'*Atlante della Via Lattea* dell'Osservatorio di Mount Wilson e quello più recente del M. Wolf (*Die Milchstrasse und die kosmischen Nebel*, Potsdam, 1925). Notiamo inoltre un gran numero di fotografie separate di oggetti celesti, ottenute specialmente

con i grandi telescopi riflettori di Mount Wilson, di Mount Hamilton (Lick) e di Victoria (Canadà) [1].

In fine, benchè il sistema planetario non entri nelle nostre considerazioni, crediamo utile di ricordare, per comodità dei lettori, la *Carta Lunare* di BEER e MÄDLER (Berlino 1834; ritoccata nel 1877 dal Mädler), quella di SCHMIDT (Berlino 1878), che è forse la più perfetta che abbiamo e che costò all'Autore 34 anni di osservazioni, il grande *Atlante Fotografico Lunare* pubblicato dagli astronomi LOEWY e PUISEUX dell'Osservatorio di Parigi, e quello, pure fotografico, dell'Osservatorio di Lick (Mount Hamilton). Così pure, per ciò che riguarda il Sole, ricorderemo l'Atlante di Fotografie Solari dell'Osservatorio di Meudon (Francia), aggiungendo che fotografie di comete e disegni di pianeti possono facilmente trovarsi negli Atti dei vari Osservatori Astronomici.

---

[1] Cfr. per es. *Photographs of Nebulae and Clusters made with the Crossley Reflector*, in « Pub. of the Lick Observatory », vol. VIII.

CAPITOLO TERZO

La scintillazione delle stelle.

§ 1. - GENERALITÀ.

35. Nelle notti serene il grande spettacolo del cielo stellato è reso ancora più bello dalla *scintillazione* delle stelle, giacchè come osserva Humboldt [1] la scintillazione rende visibili per brevi istanti anche stelline che altrimenti sfuggirebbero all'occhio umano, e crea l'illusione di un maggior numero di astri, onde la meraviglia popolare apprendendo che le stelle visibili sono soltanto poche migliaia, mentre si crederebbe di contarne assai di più. E lo stesso Humboldt [2] descrive il carattere particolare, di una tranquillità solenne e malinconica, che presenta la volta celeste in alcune regioni tropicali dove spesso la scintillazione manca del tutto. Ma noi, anzi che trattenerci sopra la bellezza di questo fenomeno, dobbiamo qui esaminarne la natura dal lato strettamente scientifico.

Un esame un po' accurato ci mostra intanto che la scintillazione consiste principalmente in una variazione irregolare e rapida dell'intensità luminosa della stella, accompagnata spesso da una variazione di colore ed anche da un lieve tremolio, per cui essa sembra che oscilli sopra la volta celeste. Per tale ragione, gli astronomi dividono la scintillazione in tre fenomeni concomitanti e cioè:

---

(1) Cfr. HUMBOLDT, *Cosmos III.* (Trad. Faje, Milano, 1851), pag. 86.
(2) Id., pag. 87.

1° *Scintillazione dinamica* (dal greco δύναμις cioè forza) relativa all'intensità luminosa;

2° *Scintillazione cromatica* (dal greco χρῶμα cioè colore) relativa alla variazione di colore;

3° *Scintillazione parallattica* (dal greco παράλλαξις cioè spostamento) relativa all'oscillazione apparente sopra la volta celeste.

In generale presso l'orizzonte si hanno tutte e tre le forme di scintillazione, mentre allo zenit compare di regola soltanto la scintillazione dinamica.

La scintillazione varia ancora da luogo a luogo e prevale nelle regioni fredde, e in uno stesso luogo è generalmente più forte nell'inverno. MONTIGNY anzi ha trovato che essa aumenta notevolmente quando l'aria contiene molta quantità di vapore acqueo e che le pioggie sono spesso preannunziate da una viva scintillazione con predominio del colore azzurro; osservazione però che non deve essere presa in senso assoluto, giacchè spesso i grandi temporali sono preceduti da un periodo di calma atmosferica in cui la scintillazione è debolissima (1).

Uno dei più pazienti studiosi della scintillazione, il Dufour, dedusse dalle sue osservazioni le seguenti leggi (2):

1° A parità di condizioni, le stelle rosse scintillano meno delle bianche e delle azzurre;

2° L'intensità della scintillazione è proporzionale al prodotto della rifrazione per la lunghezza della traiettoria percorsa dai raggi stellari nell'interno della nostra atmosfera.

La prima legge è facile a comprendersi, avendo le stelle rosse uno spettro in cui il verde e l'azzurro sono poco sviluppati; questi colori mancano quindi nel fenomeno della scintillazione che riesce perciò assai meno sensibile. Quanto alla seconda legge, essa è valida solo con grossolana approssimazione; e per convincersene basterà osservare che le stelle scintillano anche allo zenit, mentre invece, essendo ivi nulla

---

(1) « Stellato fisso, domattina piove » (PASCOLI, *Il Ceppo*).

(2) Cfr. Bull. de l'Ac. R. Belgique, t. XXIII.

la rifrazione, la scintillazione, secondo Dufour, dovrebbe mancare. Probabilmente l'equivoco dipende dal fatto che il Dufour non si è curato di distinguere la scintillazione dinamica dalla cromatica.

In una notte di forte scintillazione, esaminando una stella con un cannocchiale di larga apertura, si veggono indebolire la scintillazione dinamica e cromatica, mentre la stella appare come un disco (*disco di scintillazione*) di diametro eguale all'ampiezza della scintillazione parallattica media e cioè, spesso, ad alcuni secondi di arco. In tali condizioni riesce impossibile lo studio delle stelle binarie ed esaminando un pianeta non se ne veggono i dettagli della superficie, giacchè ogni punto dà origine a un simile dischetto, producendo un' immagine confusa. Così la scintillazione, nonostante la profonda suggestività che conferisce al cielo notturno, deve essere considerata come la *grande nemica degli astronomi* (1).

Ma un fenomeno ancora più importante fu messo in luce specialmente dal Respighi (2) esaminando le stelle con lo spettroscopio. E cioè:

La scintillazione produce nello spettro delle stelle prossime all'orizzonte, una successione di bande oscure che si muovono, traversando lo spettro dal violetto al rosso, se la stella è a levante, e dal rosso al violetto se la stella è a ponente.

E fu precisamente lo studio di questo fenomeno, che condusse il Respighi a collegare la teoria della scintillazione con il moto di rotazione della Terra, ciò che costituisce uno dei maggiori meriti del Respighi stesso e rende giustamente inseparabile la teoria della scintillazione dal nome dell'illustre Direttore dell'Osservatorio del Campidoglio.

---

(1) Così si spiega per es. come l'astronomo debba qualche volta interrompere le osservazioni in notti apparentemente serene, in cui il cielo sembrerebbe al profano d'incomparabile bellezza; come qualche volta un Osservatorio di città possa trovarsi in posizione più vantaggiosa di Osservatori di montagna, almeno per alcuni lavori ecc.

(2) Cfr. Atti Acc. Pont. N. Lincei, 1868-1869.

§ 2. - Scintillometri.

Per osservare più agevolmente la scintillazione, si ricorre ad alcuni apparecchi, chiamati *scintillometri*, che possono dividersi in tre categorie, e cioè:

1° Scintillometri superficiali
2° Scintillometri lineari
3° Spettroscintillometri

sebbene, in ogni caso, *la parte essenziale dello strumento consista sempre in un buon cannocchiale astronomico.*

Trattiamo brevemente di questi tre tipi.

36. Scintillometri superficiali. Il più semplice scintillometro superficiale consiste in un cannocchiale il cui oculare è posto fuori fuoco in modo che l'astro apparisca come un disco che, a cagione della scintillazione, sembrerà cosparso di facule multicolori variabili da istante ad istante di forma e di posizione.

Più esattamente, regolando opportunamente lo sfuocamento, Arago ha trasformato questo scintillometro in uno *scintillometro ad interferenza*, fondandosi sulla teoria ondulatoria della luce.

Infatti, come si sa dalla Fisica, l'immagine focale di una stella, nel caso di luce monocromatica, consiste in un dischetto centrale luminoso (il *disco spurio* di Airy, da non confondersi col disco di scintillazione assai maggiore ed irregolare) contornato da deboli anelli luminosi d'intensità decrescente e separati da zone oscure. Spostando opportunamente l'oculare in modo da sfuocare il cannocchiale, il disco centrale viene sostituito da una macchia oscura o almeno — nel caso di stelle policromatiche — da una regione di minima intensità luminosa; e si dimostra nell'ottica che lo spostamento necessario è direttamente proporzionale al quadrato della distanza fuocale ed inversamente proporzionale alla superficie libera dell'obbiettivo [1].

---

[1] Più esattamente indicando con λ la lunghezza d'onda luminosa, con d il diametro dell'obbiettivo e con f la distanza fuocale, la quan-

Arago quindi consiglia di adoperare un cannocchiale a lungo fuoco, diaframmandone l'obbiettivo in modo da ridurne notevolmente l'apertura. Operando in tal modo si vedrà nel centro del campo una macchia oscura, contornata da anelli lucidi, ed a cagione della scintillazione, nella macchia appariranno qua e là, ad intervalli, dei punti luminosi, il cui numero e frequenza servirà a misurare l'intensità della scintillazione.

Arago ha trovato che a 20° di altezza sull'orizzonte questo numero è in media di 40 punti luminosi ogni cinque minuti primi di tempo; a 31° di 17; a 57° di 13; a 81° di 8.

37. Scintillometri lineari. Lo scopo degli scintillometri lineari è interamente analogo a quello degli specchi giranti in fisica, e cioè di *separare le immagini* aventi luogo in tempi poco differenti, in modo da impedirne la sovrapposizione.

Il più semplice scintillometro lineare consiste in un cannocchiale astronomico a cui si comunica col braccio un lieve tremolio. L'immagine della stella che si osserva si trasforma così in una curva che, per effetto della scintillazione, apparisce inegualmente luminosa e variamente colorata. Con un poco di attenzione si riesce facilmente a contare quante volte la stella cambia di colore e d'intensità in un dato intervallo di tempo, quali sono i colori che più frequentemente assume ecc.

Montigny, che si è lungamente servito di questo scintillometro, vi ha introdotto un perfezionamento che lo rende più esatto e più agevole, e che consiste in un vetro trasparente, a faccie parallele, che si pone nell'interno del can-

---

tità s di cui deve allontanarsi il fuoco dell'oculare dal fuoco dell'obbiettivo per vedere la macchia centrale è data dalla formula:

$$s = 8\left(\frac{f}{d}\right)^2 \lambda .$$

Per es. per il giallo ($\lambda = 0{,}0005$ mm.) affinchè lo spostamento sia di un centimetro si deve avere $f = 50d$, e cioè il diametro libero dell'obiettivo deve ridursi alla cinquantesima parte della distanza fuocale. (Cfr. MASCART, *Traité d'Optique*, I, pag. 255. Paris, Gauthier, 1889).

nocchiale, tra l'obbiettivo ed il fuoco, in posizione inclinata rispetto all'asse del tubo, in modo da spostare l'immagine focale della stella, rendendola eccentrica. Se allora, con un meccanismo di orologeria, facciamo ruotare la lastra stessa intorno all'asse del cannocchiale, l'immagine della stella si trasformerà in un cerchio luminoso, che, a cagione della scintillazione, apparirà qua e là di diverso splendore e di colore differente. Regolando opportunamente il movimento di orologeria e l'inclinazione del vetro sull'asse del cannocchiale — con che varia il raggio del cerchio immagine — sarà facile anche qui di contare quante volte la stella cambia di colore e di intensità al minuto, i colori che assume più frequentemente, ecc.

Un'altra forma di scintillometro lineare, ancora più semplice, ma meno perfetta, è stata proposta da Exner [1] e si ottiene collocando innanzi all'obbiettivo uno schermo munito di una spaccatura lineare, e mettendo quindi l'oculare fuori fuoco. L'immagine della stella prende allora la forma della spaccatura e, per effetto della scintillazione, appare ondeggiante e differentemente lucente e colorata.

38. Scintillometri spettrali. Questo tipo di scintillometro consiste semplicemente in un cannocchiale munito di uno spettroscopio a visione diretta o anche, se si vuole, di un prisma dinanzi all'obbiettivo. La stella apparisce allora come un filamento luminoso, sottilissimo, colorato dai colori dell'iride, avendo il rosso da un estremo ed il violetto dall'altro ed, a causa della scintillazione, si vedrà il filamento contorcersi e l'intensità luminosa variare da istante ad istante in modo differente per i singoli colori. Se si desidera, si potrà aggiungere una lente cilindrica, come meglio diremo nella spettroscopia, in modo da allargare l'immagine del filamento ed esaminare il movimento delle bande oscure per lo studio del fenomeno Respighi.

---

[1] *Sitzungeber d. k. Akad. d. Wissensch. in Wien*, II Abth. 1881.

§ 3. - Teoria della scintillazione.

39. Il primo autore che si occupa della scintillazione è Aristotele [1] il quale l'attribuisce alla debolezza visiva dell'occhio umano, considerando la grande distanza delle stelle e dichiarando che i pianeti scintillano assai di meno appunto perchè più vicini. Tale spiegazione fu adottata anche da Tolomeo, il quale anzi aggiunge che le stelle presso l'orizzonte sembrano scintillare più fortemente di quelle che sono allo zenit precisamente perchè l'orizzonte sembra essere più lontano dello zenit.

Questa erronea teoria si conservò fino ai tempi di Averrohé, il grande filosofo arabo del medioevo, che nel suo libro *De Coelo et de Mundo* diede, per primo, il germe della vera spiegazione della scintillazione attribuendola all'atmosfera ed alle sue irregolarità. Ma più tardi Aquilonio e Tycho Brahe tornarono sopra una falsa strada cercando di spiegare il fenomeno con un moto di rotazione delle stelle intorno al proprio asse, finchè il P. Riccioli nel suo *Almagestum Novum* rimise in luce la spiegazione di Averrohé, dichiarando espressamente che la causa della scintillazione risiede nei vapori e nei movimenti della nostra atmosfera.

Fin qui però si trattava di un concetto puramente generico di cui occorreva esaminare i dettagli per mostrar come l'atmosfera possa produrre la scintillazione stellare nel suo triplice aspetto, dinamico, cromatico e parallattico. E da questo lato la prima teoria degna di essere ricordata è quella di Arago, pubblicata nel 1852 in una classica memoria [2], che sebbene — come osserva l'Exner [3] — abbia oggi solo importanza storica, ha sempre il merito grandissimo di aver richiamato l'attenzione dei dotti sul difficile problema.

---

(1) De Coelo, Lib. II, Cap. VIII.

(2) Cfr. Arago, *Oeuvres*.

(3) Cfr. Exner, *Ueber die scintillation*. Separatabdruck aus dem Repertorium der Phisik. Wien, 1881.

Il ragionamento di Arago è sostanzialmente il seguente: Supponiamo di osservare una stella con un cannocchiale, e fissiamo la nostra attenzione sopra l'insieme dei raggi di un dato colore, per es. rosso. A cagione delle irregolarità atmosferiche, potrà avvenire che in un certo istante i raggi rossi che colpiscono una metà dell'obbiettivo siano in opposizione di fase rispetto a quelli che colpiscono l'altra metà. In questo caso — dice Arago — riunendosi nel fuoco, essi interferiranno tra loro; il rosso scomparirà e la stella assumerà in conseguenza il colore azzurro. In un altro istante, invece, potranno interferire tra loro i raggi azzurri e la stella apparirà rossa ecc.

Questa spiegazione ingegnosissima, ed anche oggi ripetuta in alcuni trattati, poggia disgraziatamente sopra un equivoco [1] che le toglie ogni valore. Infatti se l'obbiettivo è colpito da un fascio parallelo di luce monocromatica, e se i raggi che cadono sopra una metà dell'obbiettivo stesso sono in opposizione di fase con quelli che cadono sopra l'altra metà, la luce *non* scomparirà — come credeva a torto Arago — ma invece, secondo la teoria degli strumenti ottici, si avrà un immagine focale formata essenzialmente da due dischetti ovali, separati da un breve intervallo oscuro, mentre la *quantità totale di luce* raccolta nel piano focale *resta presso a poco inalterata*, come se non vi fosse alcuna opposizione di fase tra le due metà dell'obbiettivo.

Bastava ciò per far cadere la teoria di Arago e per mostrare come la spiegazione particolareggiata della scintillazione doveva essere ricercata per altra via. E questa fu battuta con successo principalmente da quattro illustri scienziati, tre italiani ed un belga: Donati [2], Mossotti [3], Montigny [4], Respighi [5], arrivando a conclusioni di cui dovremo ora occuparci.

---

(1) Cfr. Exner, *Sitzungsberichte der K. Akad. d. Wissen. in Wien.* II Abth. 1881.

(2) Cfr. il « Nuovo Cimento », 1865.

(3) Cfr. il « Nuovo Cimento », 1865.

(4) *Memoire couronnè de l'Academie de Belgique*, 1856.

(5) Op. cit.

40. Cominciamo a considerare una stella ideale di luce monocromatica e prendiamo in esame il cilindro dei raggi che viene ad investire l'obbiettivo o la pupilla del nostro occhio. È chiaro che, a cagione del moto di rotazione della Terra e dei movimenti interni dell'atmosfera, questo cilindro di raggi verrà ad attraversare masse d'aria differenti, ora più ora meno ricche di vapore acqueo, ora più ora meno trasparenti; e quindi l'intensità luminosa della stella dovrà necessariamente variare da istante ad istante.

È importante però osservare che queste variazioni hanno luogo anche supponendo l'atmosfera *perfettamente trasparente*, potendo essere cagionate unicamente da un'irregolare distribuzione di densità nell'atmosfera stessa.

Immaginiamo infatti che i raggi luminosi vengano ad attraversare una bolla d'aria, di densità lievemente superiore a quella delle regioni circostanti: in prima approssimazione, l'effetto di questa bolla sarà analogo a quella di una debole lente convergente posta sul cammino dei raggi stessi a grande distanza da noi, e cioè farà cadere sull'obbiettivo del cannocchiale una maggiore quantità di luce [1]. Il contrario avrà luogo se la bolla d'aria ha densità inferiore a quella circostante, nel qual caso l'effetto sarà analogo a quello di una lente divergente; naturalmente, sia nell'una che nell'altra ipotesi, la stella sembrerà lievemente sfuocata ed occorrerà variare l'accomodazione ora in un senso ora nell'altro, come appunto mostra l'esperienza nelle notti di forte scintillazione.

41. Passiamo ora dal caso ideale della luce monocromatica al caso reale di una stella policromatica.

Anzi tutto è evidente che, a cagione della diversa rifrangibilità, l'atmosfera terrestre farà subire ai raggi luminosi una rifrazione variabile da colore a colore: rigorosamente

---

[1] Exner calcola che una lente convergente della debolissima potenza di un seimillesimo di diottria, posta a mille metri da noi, raddoppia l'intensità luminosa apparente di una stella. (Exner, *Repertorium der Physik*, pag. 373).

parlando una stella dovrà quindi apparirci come un piccolo segmento luminoso verticale (il così detto *spettro atmosferico*) col colore più rifrangibile, e cioè il violetto, situato in alto e col rosso in basso [1]. Più precisamente [2] un semplice cal-

Fig. 36.
Traiettorie percorse nell'interno dell'atmosfera dai raggi rossi e violetti che giungono da una stella all'obbiettivo del cannocchiale.

colo mostra che la *dispersione atmosferica* (e cioè la differenza tra la rifrazione subita dai raggi violetti e quella subita dai raggi rossi [3]) è eguale a circa $^1/_{40}$ della rifrazione media relativa ai raggi gialli: la lunghezza dello spettro atmosferico sarà quindi circa 14″ ad 85° di distanza zenitale, circa 8″ ad 80° ecc.

---

(1) Si comprende che, osservando col cannocchiale astronomico che rovescia le immagini, la disposizione dei colori dello « spettro atmosferico » dovrà apparire invertita.

(2) Nell'astronomia sferica si dimostra che la rifrazione R subita da una stella, è data da

$$R = \int_1^{n_0} \operatorname{tg} i \, \frac{dn}{n}$$

dove n è l'indice di rifrazione in un punto generico della traiettoria dei raggi luminosi, n_0 il suo valore nel luogo dove è l'osservatore, i l'angolo d'incidenza in un punto generico della traiettoria stessa. Poichè, passando dal rosso al violetto, gl'indici di rifrazione aumentano costantemente di circa un quarantesimo del loro valore, ne segue senz'altro che R aumenta nello stesso rapporto.

(3) E precisamente tra le righe B ed H di FRAUNHOFER.

Ciò posto, immaginiamo di seguire nell' interno dell' atmosfera le traiettorie di due fasci di raggi di diverso colore, per es. rossi e violetti, che da una stella giungono alla pupilla del nostro occhio o all' obbiettivo del cannocchiale. Vediamo subito che il fascio dei raggi violetti, più rifrangibili, avrà l' asse V nello stesso piano verticale ma al di sopra di quello R del fascio dei raggi rossi; di più nell' interno dell' atmosfera questi due assi si allontaneranno continuamente l' uno dall' altro, uscendone infine paralleli e diretti verso la stella S che qui dobbiamo considerare come un punto all' infinito. Con alcuni calcoli, eseguiti con diversi metodi da Mossotti, Montigny [1], Rayleigh [2], si può

---

[1] MONTIGNY, l. c.

[2] Cfr. *Philosophical Magazine*, vol. XXXVI, pag. 129 e seg. Osserviamo a tale proposito che Lord RAYLEIGH esegue il calcolo, ponendosi dapprima nel caso generale, e poi introducendo l' ipotesi semplificatrice di un' atmosfera omogenea, di densità uguale a quella che essa ha al livello del mare, e considerando quindi la traiettoria dei raggi luminosi come rettilinea nell' interno dell' atmosfera. A noi sembra che sarebbe stato più opportuno introdurre questa ipotesi semplificatrice fin dal principio, con che si arriva allo stesso risultato di Lord Rayleigh, con calcoli assai più semplici.

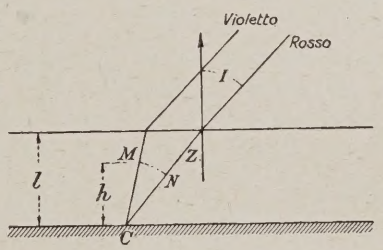


Fig. 37.

Indicando infatti con I l' angolo d' incidenza nella atmosfera omogenea, e con n l' indice di rifrazione, l' angolo di rifrazione Z (distanza zenitale apparente) è dato dalla formula:

$$\text{sen}\, I = n\, \text{sen}\, Z \tag{1}$$

e quindi se n varia di δn, passando dai raggi rossi ai violetti, si ha per la variazione di I:

$$\delta I = \delta n \frac{\text{sen}\, Z}{\cos I}. \tag{2}$$

A distanza D dalla pupilla dell'occhio C lo scostamento $K = MN$ dei due fasci di raggi, che convergono in C, sarà quindi:

anzi determinare la distanza di questi due assi, in un punto qualunque della loro traiettoria, onde, conoscendo l'apertura dell'obbiettivo, ne risulta l'altezza a cui i due fasci si separono completamente. Facendo per es. il calcolo per un obbiettivo di dieci centimetri di apertura e per una stella a

---

$$K = D\delta n \frac{\operatorname{sen} Z}{\cos I} \tag{3}$$

ed essendo $h = D \cos Z$ l'altezza del punto M nell'atmosfera omogeneizzata, e risultando, con molta approssimazione $I = Z$, la (3) diviene:

$$K = h\delta n \frac{\operatorname{sen} Z}{\cos^2 Z}. \tag{4}$$

D'altra parte l'altezza totale l dell'atmosfera, nell'ipotesi che la sua densità fosse in ogni punto uguale a quella che essa ha al livello del mare, sarebbe di circa 8000 metri, e quindi — essendo in questa ipotesi la variazione di pressione proporzionale all'altezza — si avrebbe

$$K = 8000 \frac{P - p}{P} \delta n \frac{\operatorname{sen} Z}{\cos^2 Z} \tag{5}$$

dove P è la pressione barometrica al livello del mare, e p quella in MN. Inoltre δn, differenza degli indici di rifrazione tra il rosso e il violetto, e precisamente tra le linee B ed H di Fraunhofer, è uguale a circa 0,000007 e quindi la (4) diviene:

$$K = 0{,}056 \frac{P - p}{P} \frac{\operatorname{sen} Z}{\cos^2 Z} \tag{6}$$

che è precisamente la formula di Rayleigh (*Phil Mag.*, XXXVI, pag. 136). Per es., se l'osservatore dispone di un obbiettivo di m. 0,10 di apertura, i due fasci di raggi, rossi e violetti, saranno interamente separati quando la distanza dei loro assi centrali abbia raggiunto m. 0,10. Se la distanza zenitale dell'astro osservato è di 80°, e la pressione P di 760 mm. di mercurio, la (6) diviene:

$$0{,}10 = 0{,}056 \frac{760 - p}{760} \frac{\operatorname{sen} 80}{\cos^2 80} \tag{7}$$

da cui ricaviamo $p = 719$ mm. di mercurio, corrispondente ad una altezza di circa 500 metri. Un ostacolo alla trasmissione, p. es., una bolla d'aria meno trasparente, che passi ad un'altezza maggiore, intercetterà quindi separatamente i fasci dei vari colori elementari, e l'osservatore vedrà la stella cambiare di colore, mentre nel suo spettro sembrerà passare una banda oscura che lo attraversa da un estremo all'altro.

dieci gradi di altezza sull'orizzonte, si trova che i due fasci di raggi rossi e violetti, che colpiscono l'obbiettivo, si separano a circa cinquecento metri di altezza, come risulta nella nota a piè di pag. 98. Se la stella è molto alta sull'orizzonte, i raggi si separano ad altezze assai maggiori; finchè, per stelle zenitali non ha più luogo alcuna separazione, non essendo allora, come si sa dalla fisica, i raggi deviati nell'interno dell'atmosfera.

Premesse queste nozioni, è facile dedurne la spiegazione dei fenomeni di scintillazione.

Anzitutto, poichè i raggi dei singoli colori elementari percorrono nell'atmosfera cammini diversi, ne risulta la possibilità che essi vengano rinforzati o indeboliti *indipendentemente gli uni dagli altri*, per le stesse cause esaminate nel caso di un astro ideale monocromatico.

È chiaro quindi che, se l'intensità di tutti i colori elementari viene rinforzata o indebolita nelle stesse proporzioni — ciò che ha luogo se l'ostacolo è vicino al cannocchiale o se l'astro è molto elevato sull'orizzonte, giacchè allora i raggi dei singoli colori elementari si separano solo a grande altezza — ne risulta una variazione nello splendore della stella, restando inalterato il colore; e cioè avviene la scintillazione *dinamica*. Nel caso opposto variano invece simultaneamente l'intensità luminosa ed il colore e si ha insieme scintillazione *dinamica* e *cromatica*. Infine la scintillazione *parallattica* viene agevolmente spiegata da deboli irregolarità di rifrazione prodotte dai movimenti interni dell'atmosfera e dal moto di rotazione della Terra, per cui i raggi luminosi attraversano negli istanti successivi masse d'aria differenti per densità ed umidità.

Anche il fenomeno Respighi riceve in questo modo una semplice spiegazione:

Immaginiamo infatti che una stella si trovi presso l'orizzonte, per es. per fissare le idee a levante, e consideriamo nell'atmosfera un ostacolo M al passaggio dei raggi luminosi; per es. una massa d'aria più ricca di vapore acqueo. È evidente che, a cagione del moto di rotazione della terra, da ponente a levante, questo ostacolo M inter-

cetterà dapprima i raggi violetti la cui traiettoria si svolge più in alto, poi i verdi, i gialli ed infine i rossi, onde l'osservatore vedrà nello spettro una banda oscura che lo traversa dal violetto al rosso, come appunto aveva mostrato il Respighi. Ed anzi in questo senso vanno interpretate le parole del Respighi, il quale dichiara che la causa principale della scintillazione risiede nel moto di rotazione della Terra, e che le correnti atmosferiche debbono piuttosto essere annoverate tra le cause perturbatrici.

PARTE SECONDA

URANOMETRIA

Capitolo Primo

Fotometria stellare.

§ 1. - Fondamenti Scientifici.

42. Gli antichi astronomi chiamavano *Uranometria* (dal greco Οὐρανός cielo e μέτρον misura) quella parte dell'astronomia che insegnava a misurare lo splendore apparente delle stelle; e ciò era perfettamente giusto giacchè — escludendo le misure di posizione sulla sfera celeste che appartengono, come si sa, all'Astronomia Sferica — erano queste le uniche misure che essi sapessero fare sugli astri. Ma ai nostri giorni, in cui i progressi della scienza hanno largamente esteso questo campo, noi crediamo logico di estendere il significato della parola Uranometria, intendendo con questo nome *tutta quella parte dell'Astronomia Siderale che si occupa dei metodi di misura*, ciò che è in perfetto accordo col significato stesso della parola.

Fatta quindi eccezione delle misure di *posizione* sopra la volta celeste (ascensioni rette, declinazioni e moti propri in ascensione e declinazione) e delle misure di *parallasse trigonometrica* che appartengono prevalentemente all'Astronomia Sferica, comprenderemo nell'Uranometria:

1° la fotometria stellare nelle sue varie forme;
2° la spettroscopia;
3° l'interferometria;

e di esse passiamo ora ad occuparci, cominciando dalla prima.

43. Secondo l'etimologia greca (φῶς = luce e μέτρον = misura) la fotometria stellare era originariamente quella parte dell'astronomia che si occupava dell'intensità luminosa delle

stelle. Ma oggi sappiamo che le onde luminose con cui si propaga la luce sono particolari onde elettromagnetiche, e che insieme alle radiazioni luminose gli astri ne emettono altre che non impressionano l'occhio umano, benchè siano sensibili per altri strumenti. È quindi conveniente di estendere il significato della parola, intendendo per Fotometria Stellare *quella parte dell'Astronomia Siderale che si occupa dei metodi adatti a misurare l'intensità delle varie radiazioni, visibili o non visibili, emesse dagli astri.*

Per entrare in argomento, ricordiamo che per misurare la lunghezza d'onda delle singole radiazioni — lunghezza che indicheremo sempre con la lettera λ — si adotta comunemente l'*Unità Angstrom* (U. A.) *uguale al decimilionesimo di millimetro*, o in altre parole ad un metro moltiplicato per 10^{-10}. E ricordiamo ancora che procedendo nella scala delle onde elettromagnetiche, dalle più brevi alle più lunghe, abbiamo:

a) *i raggi* γ *del radio*, la cui lunghezza d'onda, secondo Rutherford può essere anche inferiore al ventesimo di U. A.;

b) *i raggi X*, con lunghezza d'onda fino a circa dieci U. A., benchè quelli usati comunemente nella radiografia siano di circa mezza U. A.;

c) *i raggi ultravioletti*, da circa duecento U. A. (limite estremo ottenuto nello spettro della scintilla) fino a circa quattromila U. A., limite dello spettro visibile;

d) *i raggi luminosi* propriamente detti, cioè capaci d'impressionare la retina dell'occhio umano, con lunghezza d'onda da circa quattromila a circa ottomila U. A. intendendo questi limiti approssimati e variabili da occhio ad occhio. I sette colori dell'iride, distinti da Newton decomponendo col prisma la luce del Sole, corrispondono a crescenti lunghezze d'onda come mostra il seguente [1] specchietto:

Violetto	(Riga H_δ dell'idrogeno)	$\lambda = 4101{,}736$
Indaco	(Riga $H\gamma$ dell'idrogeno)	$\lambda = 4340{,}466$
Azzurro	(Riga $H\beta$ dell'idrogeno)	$\lambda = 4861{,}327$
Verde	(Riga E_1 del ferro)	$\lambda = 5269{,}540$

[1] I dati sono tratti dalle *Tabelle der Hauptlinien* di H. Kayser (Berlin, Springer 1926).

Giallo (D_1 del sodio) $\lambda = 5895{,}932$
Aranciato ($H\alpha$ idrogeno) $\lambda = 6562{,}851$ e $6562{,}718$
Rosso (A tellurica) $\lambda = 7594{,}059$.

Aggiungiamo in proposito che la retina dell'occhio umano sembra composta di tre specie di fibre nervose, sensibili le prime specialmente al rosso, le altre al giallo e le ultime all'indaco: la sensazione del bianco risulterebbe da una eguale eccitazione delle tre specie di fibre per es. per l'unione di due colori *complementari* (rosso e azzurro, giallo e violetto, arancio ed indaco ecc.). Il *daltonismo* o cecità per alcuni colori — spesso per il rosso — dipenderebbe da paralisi o atrofia di una di queste specie di fibre;

e) *i raggi infrarossi* da circa 8000 U. A. ad alcuni milioni di U. A. (nello spettro di emissione dell'arco a mercurio si arriva per es. a 3140000 U. A.);

f) *le onde elettromagnetiche* propriamente dette, che vanno da qualche millimetro per le più brevi, ottenute nei laboratori, fino a centinaia o migliaia di metri per quelle usate nella radiotelegrafia: così per es. l'Unione Radiofonica Italiana, a Roma, utilizza onde di 425m; la Torre Eiffel, a Parigi, per i segnali orari, onde di 2600m ecc.

Occorre però osservare che, fino ad ora, nelle radiazioni emesse dalle stelle è stato possibile di scoprire solo una *piccola parte* di questa grande serie di onde. E precisamente nello spettro del Sole, che naturalmente è il meglio studiato, si hanno *onde comprese fra* 2900 *e* 53000 U. A.; e cioè, in cifra tonda, una *mezza ottava di onde ultraviolette, un'ottava di onde luminose e tre ottave di onde infrarosse*, mentre le altre sono probabilmente assorbite dall'atmosfera terrestre. Quando dunque parleremo di radiazioni, intenderemo sempre di riferirci a quelle così limitate.

44. Premesse queste nozioni, immaginiamo che una certa quantità Q di energia radiante, di lunghezza d'onda λ, cada sopra un corpo. In generale una certa parte Q' sarà assorbita, aumentando la temperatura del corpo, un'altra parte Q'' sarà riflessa all'esterno ed infine una terza parte Q''' traverserà il corpo senza arrestarvisi. Porremo $\frac{Q'}{Q} = a$;

$\frac{Q''}{Q} = r$; $\frac{Q'''}{Q} = s$ (dove evidentemente si ha $a + r + s = 1$) e chiameremo le quantità a, r, s, col nome di coefficienti di *assorbimento, di riflessione e di trasmissione.* Come è chiaro, questi coefficienti sono dei puri rapporti e quindi i loro valori numerici sono *indipendenti* dalle unità di misura adoperate e dipendono invece soltanto dalla lunghezza d'onda dell'energia incidente e dalla natura del corpo considerato: così per es. se si tratta di energia luminosa e se si ha un corpo opaco di notevole spessore il coefficiente s è praticamente uguale a zero; se il corpo ha una superficie speculare perfettamente lucida il coefficiente di riflessione r è vicino all'unità e cioè la maggior parte dell'energia viene riflessa ecc.

Dobbiamo ora aggiungere che il nerofumo ha la proprietà importante di assorbire quasi interamente l'energia che riceve, almeno per i raggi luminosi e le parti vicine dello spettro; onde per questa ragione si chiama in Fisica col nome di *Corpo Nero* un corpo ideale dotato della proprietà di *assorbire completamente tutta l'energia che riceve,* per cui cioè si abbia sempre $a = 1$. In pratica, per le radiazioni solari e stellari, questo corpo può essere sostituito dal nerofumo.

Immaginiamo ora un corpo portato ad una certa *temperatura assoluta T* (ricordiamo che lo zero assoluto corrisponde a — 273 centigradi) e misuriamo la quantità di energia radiante e che esso emette per es. al minuto secondo per cm.^{2} di superficie. Chiameremo e col nome di *potere emissivo,* tenendo presente che esso, a differenza di a, r, s, non non è un rapporto di grandezze simili, e quindi il suo valore numerico dipende anche dalle unità di misura adoperate per valutarlo: in generale la piccola caloria o il watt, ricordando che una piccola caloria, per minuto secondo, è eguale a 4,18 watt o 4,18 joules a secondo.

Ciò posto, Kirkhoff, con considerazioni tratte dalla Termodinamica, ha stabilito un teorema fondamentale che si enuncia così:

Il rapporto tra il potere emissivo ed il coefficiente di assorbimento è lo stesso per tutti i corpi e dipende soltanto

dalla lunghezza d'onda dell'energia incidente e dalla temperatura assoluta del corpo.

Più brevemente: per una medesima temperatura assoluta T e per una medesima qualità di energia incidente, *il coefficiente di assorbimento è proporzionale al potere emissivo.*

Chiamando quindi con $e_1 e_2 e_3$ ecc. i poteri emissivi dei corpi considerati, con $a_1 a_2 a_3$ ecc. i loro coefficienti di assorbimento, con E il potere emissivo del corpo nero, e ricordando che il coefficiente di assorbimento di questo ultimo è uguale all'unità, avremo:

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \frac{e_3}{a_3} = E = F(\lambda, T) \tag{6}$$

dove la funzione $F(\lambda, T)$ si chiama *funzione di Planck*, dal nome del fisico che, per il primo, è riuscito a determinarne la forma.

Come vediamo, il teorema di Kirkhoff, ora ricordato, riconduce il calcolo del potere emissivo di un corpo qualsiasi a quello del suo coefficiente di assorbimento e al potere emissivo del corpo nero, al quale dovremo quindi rivolgere anzitutto la nostra attenzione.

45. Con considerazioni teoriche, su cui non crediamo ora di insistere, il Wien ha dimostrato che E può porsi sotto forma di una funzione Φ del solo prodotto λT, divisa per la quinta potenza della lunghezza d'onda. Abbiamo dunque:

$$E = F(\lambda, T) = \frac{1}{\lambda^5}\Phi(\lambda T) \tag{7}$$

dalla quale equazione emergono tre leggi di altissima importanza in tutta l'astrofisica, e cioè:

I. La legge di Stefan e Boltzmann, secondo cui *la quantità totale Q di energia emessa da un corpo nero a temperatura assoluta T, è proporzionale alla quarta potenza di T.*

Si ha cioè:

$$Q = \sigma T^4 \tag{8}$$

dove σ — che si chiama la *la costante di radiazione* — espressa in watt per cm.^{2} fu trovata da Kurlbaum, nel 1898, eguale a $5{,}32 \cdot 10^{-12}$, sebbene più recentemente (1912) West-

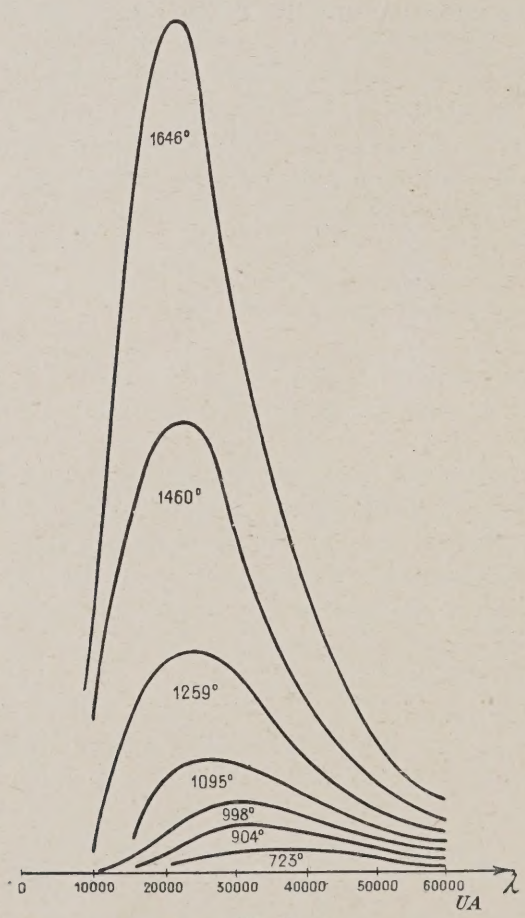


Fig. 38.
Distribuzione dell' energia emessa da un corpo nero a varie temperature assolute.

phal abbia trovato $\sigma = 5{,}54 \cdot 10^{-12}$, e Gerlach $\sigma = 5{,}85 \cdot 10^{-12}$. In media possiamo ritenere $\sigma = 5{,}6 \cdot 10^{-12}$ watt, od anche $\sigma = 1{,}3 \cdot 10^{-12}$ piccole calorie, per cm.^{2} al minuto secondo.

Sarà inutile aggiungere che, se il corpo si trova in un ambiente a temperatura T_0, mentre esso emette calore ne

riceve altro dall'ambiente e quindi, in definitiva, la quantità di calore perduto è data da:

$$q = \sigma(T^4 - T_0^4). \tag{9}$$

Potremo porre il secondo membro sotto la forma

$$\sigma(T^3 + T^2 T_0 + T T_0^2 + T_0^3)(T - T_0)$$

e quindi, se T è poco differente da T_0, potremo anche scrivere con approssimazione ponendo $4\sigma T_0^3 = a$:

$$q = a(T - T_0) \tag{10}$$

che è la *legge di raffreddamento di Newton*, secondo cui la quantità di calore perduta in ogni istante è proporzionale alla differenza di temperatura tra il corpo e lo spazio ambiente [1].

II. *La legge degli spostamenti di Wien*, secondo cui *la lunghezza d'onda λ_m a cui corrisponde il massimo dell'energia emessa è inversamente proporzionale alla temperatura assoluta.* Si ha cioè:

$$\lambda_m T = C \tag{11}$$

dove C, detta *costante di Wien*, fu trovata da Lummer e Pringsheim eguale a $294 \cdot 10^5$ e più tardi (1916) da Coblentz eguale a $289 \cdot 10^5$, esprimendo sempre le lunghezze d'onda in U. A.

Segue da questa legge che quanto più un corpo — supposto naturalmente dotato della proprietà emissiva del nero fumo — viene riscaldato, tanto più il colore che esso assume

---

[1] È facile ricavare la legge di Stefan dall'equazione (7). Infatti si ha, ponendo $\lambda T = x$:

$$Q = \int_0^\infty E d\lambda = \int_0^\infty \frac{\Phi(\lambda T)}{\lambda^5} d\lambda = T^4 \int_0^\infty \frac{\Phi(x) dx}{x^5} = \sigma T^4.$$

si sposta verso il violetto, e cioè verso le brevi lunghezze d'onda. In pratica, dall'esperienze di Draper, sappiamo che un corpo solido comincia ad emettere luce rosso cupa verso i 525 centigradi cioè a 798 di temperatura assoluta; si ha allora dalla legge di Wien $\lambda_m = 37000$ U. A. e cioè lo spettro si svolge nell'infrarosso e solo col suo estremo lambisce, per così dire, il rosso visibile. Aumentando la temperatura, il colore passa al rosso ciliegia, poi all'arancio, al giallo ecc. A circa seimila gradi si ha uno spettro analogo a quello del Sole e quindi col massimo situato verso cinquemila U. A. e cioè tra il giallo e il verde, vale a dire nella regione maggiormente sensibile all'occhio umano [1].

III. La *legge del valore massimo*, secondo cui *l'intensità dell'energia di massima radiazione* (cioè corrispondente a

---

[1] Anche la legge di Wien può essere facilmente dedotta dall'equazione generale (7), Derivando infatti e ricordando che la derivata si annulla nei massimi e minimi, abbiamo:

$$0 = \left(\frac{\partial E}{\partial \lambda}\right)_{\lambda=\lambda_m} = -\frac{5}{\lambda^6_m}\Phi(\lambda_m) + \frac{T}{\lambda^5_m}\Phi'(\lambda_m T) \tag{1}$$

da cui otteniamo:

$$5\Phi(\lambda_m T) - T\lambda_m \Phi'(\lambda_m T) = 0 \tag{2}$$

che è un'equazione trascendente in $\lambda_m T$. Chiamando con C la radice abbiamo:

$$\lambda_m T = C. \tag{3}$$

Più particolarmente, sostituendo al posto della funzione Φ il suo valore $\left(e^{\frac{h}{\lambda T}} - 1\right)^{-1}$ dato al § 47 troviamo facilmente un'equazione che lega la costante h di Planck con la costante C di Wien. Si ha infatti eseguendo la sostituzione e riducendo:

$$h = 5C\left(1 - e^{-\frac{h}{C}}\right) \tag{4}$$

equazione da cui, prendendo $h = 143.10^6$ — valore approssimato della costante di Planck quando λ si misura in U. A. — si ricava $C = 290.10^5$ valore poco diverso da quelli trovati sperimentalmente dal Coblentz e dal Lummer.

$\lambda = \lambda_m$) *è proporzionale alla quinta potenza della temperatura assoluta* (1).

Notiamo che le leggi di Stefan e di Wien erano state dimostrate dai loro autori con considerazioni differenti da quelle accennate nelle note a piè di pagina; ma ciò che le

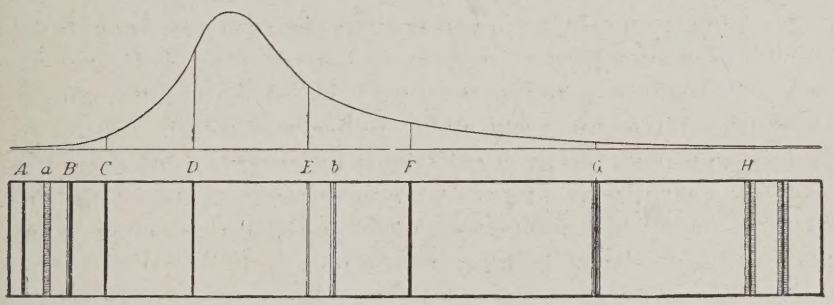


Fig. 39.
Distribuzione dell' energia nello spettro solare.

rende veramente importanti nell' Astronomia Siderale è il fatto che il Sole — come appare dall' esame del suo spettro, tenendo conto dell' assorbimento operato dall' atmosfera terrestre e solare — si comporta con molta approssimazione come un corpo nero a temperatura di circa seimila gradi, e ciò non soltanto per la parte visibile (2), ma anche per le

---

(1) Dall' equazione (7) del testo ricaviamo moltiplicando e dividendo per $\lambda^5 T^5$:

$$E = T^5 \Phi(\lambda T) \frac{1}{\lambda^5 T^5} = T^5 \psi(\lambda T). \tag{1}$$

Il valor massimo di E, che indicheremo con E_m, si ottiene ponendo $\lambda = \lambda_m$ e cioè, per la legge di Wien, $\lambda T = C$. In tal caso ψ diviene eguale ad una costante γ e si ha dalla (1)

$$E_m = \gamma T^5. \tag{2}$$

(2) Cfr. Abbot, *Annals of the Astroph.* Observ of Smith. Inst. 1913, III. Ved. anche: *The distribution of energy in the spectra of the Sun and the Stars.* Smiths. Collect., vol. 74, n. 7, 1923; Amerio, *Ricerche sullo spettro e sulla temperatura solare.* Atti R. Acc. Lincei, 1914 ecc.

radiazioni ultraviolette [1]. Anzi, secondo Abbot [2], la Terra irradia nello spazio la stessa quantità di calore che irradierebbe un corpo nero delle medesime dimensioni e temperatura, qualora venisse posto in un ambiente a zero assoluto. Inoltre una massa gassosa di notevole estensione e densità assorbe presso a poco completamente tutte le radiazioni che vi cadono; così la nostra atmosfera che equivale, come tutti sanno, ad uno strato di circa 8 km. di altezza di aria di densità eguale a quella che essa ha al livello del mare, assorbe circa un sesto delle radiazioni solari. Possiamo dunque considerare, con sufficiente approssimazione, le stelle come « corpi neri » tenendo conto dell'estesa atmosfera che le circonda, osservando solo che le temperature calcolate in questa ipotesi con la legge di Stefan — le così dette *temperature effettive* — potranno eventualmente essere *inferiori alle temperature reali*, giacchè il corpo nero ha il massimo potere emissivo, e quindi, a parità di emissione, ha la minore temperatura.

46. Diamo ora qualche cenno sul coefficiente di assorbimento a dei corpi reali, ricordando che da a si deduce il potere emissivo e del corpo stesso moltiplicandolo per E secondo il teorema di Kirkhoff

Dopo il corpo nero, il caso più semplice sarebbe quello di un corpo il cui coefficiente di assorbimento, pur essendo diverso dall'unità, si mantenesse sempre costante, indipendentemente dal variare di λ e di T. Nessun corpo reale, rigorosamente parlando, gode di una tale proprietà, ed i fisici chiamano *corpo grigio* il corpo ideale che vi soddisfa. Ne segue che il potere emissivo del corpo grigio differisce da quello del corpo nero per una costante moltiplicativa e quindi le leggi di Stefan e di Wien sono ancora applica-

---

(1) Cfr. *Sur la courbe de repartition de l'energie dans la partie ultraviolette du spectre solaire.* Note de MM. Fabry et Buisson, Comptes Rendus 1922, II.

(2) Cfr. *Proceeding of the Nat. Ac. of Sc. of Washington*, t. IV, 1918.

bili al corpo grigio, cambiando soltanto il valore delle due costanti σ e C.

Nei corpi naturali, come dicevamo, a varia col variare di T e specialmente di λ; così per es. il *potere assorbente del vetro* è piccolo per λ compreso tra 3500 e 12000 U. A. e cioè in tutto lo spettro visivo ed in parte dell'infrarosso, mentre cresce rapidamente all'infuori di questi limiti. Si comprende quindi come i cannocchiali *rifrattori* possano essere opportunamente impiegati per osservazioni visuali del cielo, ed anzi, per molti riguardi, sono allora preferibili ai telescopi *riflettori*; ma quando si tratta di fotografare le nebulose, utilizzando in gran parte raggi ultravioletti, i riflettori divengono più vantaggiosi, anche astraendo dalla maggiore facilità di costruzione, dalla maggiore apertura che è loro possibile di dare e dalla assenza assoluta di aberrazione cromatica [1].

In particolare, nell'Astronomia Siderale, si utilizza il variare del coefficiente di assorbimento col variare di λ per costruire dei *filtri di luce* e cioè dei vetri colorati o delle soluzioni colorate capaci di far passare raggi luminosi compresi tra lunghezze d'onda opportunamente scelte, arrestando gli altri.

Noteremo a tale proposito che la percentuale di luce monocromatica — *valutata in grandezze stellari* — che viene assorbita attraversando un vetro, od una soluzione omogenea limitata da faccie parallele, è uguale alla spessore x del filtro moltiplicato per un coefficiente K dipendente dalla lunghezza d'onda e dalla sostanza di cui il filtro si compone [2]. Negli strumenti fotometrici questi vetri si fanno spesso a forma di cuneo con spessore uniformemente crescente in proporzione di una scala graduata, onde la quan-

---

[1] Per analoghe ragioni negli apparecchi spettroscopici, destinati ad uso astronomico, si usano spesso dei prismi di quarzo sostanza più trasparente del cristallo per i raggi ultravioletti.

[2] Immaginiamo un vetro a faccie parallele di spessore infinitesimo dx ed indichiamo con i l'intensità della luce che cade normalmente sopra una delle sue faccie. La quantità di luce assorbita nel passaggio

tità di luce assorbita, in grandezze stellari, sarà uguale al numero indicato dalla scala moltiplicato per un certo coefficiente che si chiama la « *costante del cuneo* ».

Essa si determina in pratica servendosi di stelle di grandezza nota, ed in generale i costruttori fanno in modo che una divisione della scala corrisponda a circa un decimo di grandezza stellare. Così per es. il Toepfer della casa Bamberg di Berlino costruisce per la fotometria stellare dei vetri *neutri* (vetri grigi, nel senso ora spiegato) per cui K è prossimamente costante per lo spettro visibile. In altri vetri rossi, costruiti dalla casa Scott di Iena ed utili per rapide determinazioni di temperatura stellare, si ha invece $K = a + \frac{b}{\lambda}$ dove a e b sono costanti ecc.

47. Le leggi di Stefan e di Wien ci forniscono dei metodi per la determinazione della temperatura del Sole e delle stelle, ma per ricerche più profonde è utile la cono-

---

sarà $ihdx$ dove h dipende dalla natura del vetro e dalla lunghezza di onda, per cui si ha l'equazione:

$$di = -ihdx. \tag{1}$$

Se il vetro ha invece uno spessore finito x, otterremo integrando la 1) e chiamando con I_0 l'energia entrante e con I quella uscente:

$$\log_e \frac{I}{I_0} = -hx \tag{2}$$

e quindi

$$\log_{10} \frac{I}{I_0} = -Nhx \tag{3}$$

dove N è il modulo per il passaggio dai logaritmi naturali a quelli a base dieci. Ricordando allora la formula di Pogson:

$$m - m_0 = -2{,}5 \log_{10} \frac{I}{I_0} \tag{4}$$

si ha immediatamente

$$m - m_0 = 2{,}5 Nhx = Kx \tag{5}$$

essendo K una costante dipendente unicamente dalla qualità del vetro e della lunghezza d'onda della luce considerata.

scenza del potere emissivo E del corpo nero in funzione della lunghezza d'onda λ e della temperatura assoluta T. E questo studio iniziato dal WIEN, e da lord RAYLEIGH, è stato completato dal PLANCK con la formula che porta il suo nome.

Come vedemmo nella eq. (7), il Wien mostrò anzi tutto che E può mettersi sotto la forma:

$$E = \frac{1}{\lambda^5} \Phi(\lambda T) \tag{12}$$

riducendo così le ricerche alla determinazione della sola funzione Φ dipendente unicamente dal prodotto λT. Ed egli stesso, servendosi di considerazioni statistiche analoghe a quelle adoperate nella teoria cinetica dei gas, dedusse che — a meno di una costante moltiplicativa — la Φ deve risultare eguale ad $e^{-\frac{h}{\lambda T}}$ dove e è la base dei logaritmi naturali ed h è uguale a $143 \cdot 10^6$ misurando λ in U. A. Questa espressione si mostra in buon accordo con l'esperienza per piccoli valori del prodotto λT, ed è anzi adoperata spesso dagli astronomi per stelle non eccessivamente calde. Per grandi valori di λ, Rayleigh propose invece di porre Φ sotto la forma $\lambda T e^{-\frac{h}{\lambda T}}$, equazione che ha il difetto opposto a quella del Wien, concordando coll'esperienza solo per grandi valori di λT. In fine il Planck, basandosi sopra la moderna *teoria dei quanti* — di cui dovremo parlare nella Spettroscopia — modificò lievemente la formola del Wien ponendo:

$$E(\lambda, T) = \frac{1}{\lambda^5} \Phi(\lambda T) = \frac{C}{\lambda^5 \left(e^{\frac{h}{\lambda T}} - 1 \right)} \tag{13}$$

formola che è in buon accordo con l'esperienza per ogni valore di λT, e nella quale C è una costante su cui per noi è inutile insistere ed h è uguale, come vedemmo, a $143 \cdot 10^6$ misurando sempre λ in U. A.

Servendoci di questa formola e riportando E come ordinata e λ come ascissa otteniamo i diagrammi disegnati nella

fig. 38, che ci mostrano la distribuzione dell'energia nello spettro di un corpo nero a varie temperature assolute.

Per stelle, la cui temperatura non è superiore a quella del Sole, cioè a seimila gradi, si ha per onde luminose ed ultraviolette:

$$e^{\frac{h}{\lambda T}} > e^{\frac{143 \cdot 10^6}{8 \cdot 10^5 \cdot 6 \cdot 10^3}} = e^{\frac{143}{48}} = 19{,}6$$

numero grande di fronte all'unità. Tralasciando allora al denominatore dell'equazione (13) il termine — 1, si ritrova la formola del Wien:

$$E(\lambda, T) = \frac{C}{\lambda^5 e^{\frac{h}{\lambda T}}} \tag{14}$$

più semplice ed utile di quella del Planck per molte ricerche teoriche.

48. Nella pratica, per misurare le intensità delle singole radiazioni ci serviamo principalmente del *bolometro* (da βολή raggio e μέτρον misura) inventato dal Langley. Sostanzialmente il bolometro consiste in un filo *f* di platino, *sottilissimo* — affinchè possa riscaldarsi anche con piccola quantità di calore, aumentando così la sensibilità dell'apparecchio — *annerito* in superficie e congiunto con un circuito elettrico, o meglio con un ponte di Wheatsthone, di cui fa parte un galvanometro delicatissimo *G* ed una pila elettrica *P*. Come è chiaro, a cagione del rivestimento nero il filamento assorbe quasi tutta l'energia che lo colpisce e la trasforma in energia calorifica, riscaldandosi e quindi aumentando in proporzione la propria resistenza elettrica; tale incremento può apprezzarsi con ogni esattezza per mezzo del ponte di Wheatstone, deducendone la temperatura con errori dell'ordine di qualche *milionesimo di grado* centigrado. In questo modo si è studiata praticamente la distribuzione di energia nelle varie parti dello spettro solare, arrivando alla conclusione che essa è poco differente da quella emanata da un corpo nero alla temperatura di circa seimila gradi.

Ma, nell'astronomia siderale il bolometro si adopera specialmente a misurare l'energia totale che una stella invia sulla superficie dell'obbiettivo del cannocchiale, ciò che si fa ponendo un dischetto annerito sull'immagine puntiforme dell'astro al fuoco dello strumento, come meglio diremo in appresso. Analoghe misure si ottengono con la *pila termoelettrica* o col *radiometro* di Nichols [1], su cui pure dovremo tornare tra poco. Per brevità indicheremo questi strumenti col nome di « bolometrici » notando fin d'ora che essi sono sensibili a *tutte le radiazioni*, misurando semplicemente la *quantità di energia* contenuta nelle radiazioni stesse, mentre *l'occhio* umano e la *lastra fotografica* sono strumenti *selettivi*, e cioè *sensibili solo ad alcune determinate radiazioni*. Anzi, per queste ragioni, gli astronomi distinguono le grandezze stellari in:

1° *grandezze bolometriche;*

2° *grandezze visuali* (o *fotovisuali*, se si adoperano lastre fotografiche pancromatiche con filtro giallo, in modo da mettere la lastra nelle stesse condizioni della retina dell'occhio umano);

3° *grandezze fotografiche*;

secondo che l'energia radiante viene misurata con strumenti bolometrici, con l'occhio o con la lastra fotografica ordinaria senza filtro. Nel seguito indicheremo rispettivamente queste tre grandezze stellari con i simboli m_b, m, m_p, riservando le corrispondenti maiuscole M_b, M, M_p alle *grandezze assolute*, a quelle cioè che avrebbe la stella considerata se fosse posta ad una distanza di dieci parsec da noi.

Studieremo tra breve il funzionamento della lastra fotografica ordinaria e dell'occhio umano, ma importa dire fin d'ora che le *intensità visuali e fotografiche corrispondono presso a poco all'energia della radiazione stellare, rispettivamente nel colore giallo e nel colore azzurro dello spettro.* Per tale ragione la differenza $m_p - m$ tra grandezza fotografica

---

[1] Cfr. « Astrophysical Journal », XIII.

e grandezza visuale si chiama *indice del colore* e s'indica abitualmente con la lettera c.

49. Premesse queste nozioni, è importante notare come *la conoscenza dell' indice del colore*, con l' aiuto della formola di Planck (13) o di Wien (14), ci da la *temperatura effettiva* della stella, e cioè quella che essa avrebbe identificando la sua irradiazione con quella di un corpo nero. Eseguendo i calcoli si trova che, con molta approssimazione, T è funzione bilineare di c; si ha cioè:

$$T = \frac{a}{b + c} \tag{15}$$

dove a e b sono costanti che si determinano con l'osservazione [1].

---

[1] Prendendo per semplicità la formula (14) di Wien ed indicando con λ_G e λ_B le lunghezze d'onda nel medio giallo e nel medio azzurro e con R il rapporto dell'energia radiante in questi due campi abbiamo approssimativamente;

$$R = \frac{\lambda_B^5 \, e^{\frac{h}{\lambda_B T}}}{\lambda_G^5 \, e^{\frac{h}{\lambda_G T}}} \tag{1}$$

da cui, prendendo i logaritmi naturali, ricaviamo:

$$\log_e \left(R \frac{\lambda_G^5}{\lambda_B^5} \right) = \frac{h}{T} \left(\frac{1}{\lambda_B} - \frac{1}{\lambda_G} \right) \tag{2}$$

donde, risolvendo rispetto a T:

$$T = \frac{h \left(\frac{1}{\lambda_B} - \frac{1}{\lambda_G} \right)}{\log_e R + 5 \log_e \lambda_G - 5 \log_e \lambda_B} \tag{3}$$

Passando ai logaritmi a base dieci, ed essendo per la formula di Pogson $\log_{10} R$ funzione lineare di $m_p - m$, e cioè dell'indice del colore c, la (3) diviene:

$$T = \frac{b + c}{a} \tag{4}$$

Graficamente, se prendiamo l'indice di colore come ascissa e l'inversa della temperatura assoluta come ordinata, il diagramma risultante sarà con approssimazione una linea retta, cosa che ne facilita grandemente l'uso.

Analogamente si dimostra che la temperatura effettiva di una stella resta determinata conoscendo il rapporto della energia radiante in due luoghi qualsiasi dello spettro, ed anzi su ciò si fonda l'uso del *fotometro eterocromatico* di Nordmann, di cui parleremo in appresso. Prendendo come ascissa la differenza di grandezza in due luoghi dati dello spettro e come ordinata l'inversa della temperatura assoluta, lo stesso ragionamento mostra che il diagramma è ancora una retta [1].

Ma a tale proposito dobbiamo parlare di un'altra proprietà, la cui importanza pratica per la determinazione della temperatura effettiva delle stelle, è stata recentemente messa in luce dal Wilsing [2].

Immaginiamo di avere un corpo nero a temperatura T non eccessivamente elevata — in modo da potersi applicare la formula (14) di Wien — e facciamo passare la luce che esso ci manda attraverso un cuneo di vetro rosso di Iena, poco anzi nominato. Un facile calcolo mostra che, regolando opportunamente lo spessore del cuneo, potremo fare in modo che la *distribuzione di energia usciente risulti identica a quella emessa da un corpo nero a temperatura più bassa* T'; e quindi conoscendo T' ne ricaveremo T. In pratica, Wilsing regola lo spessore del cuneo rosso del suo fotometro fino a che la stella da esaminare, vista attraverso il cuneo, apparisca di un colore eguale a quello di una lampadina

---

in cui indichiamo con a e b due costanti, che praticamente possono determinarsi con l'osservazione. Con molta approssimazione si ha $a = 9800$ e $b = 1$; onde per $c = 1$ (tipo $G5$) risulta $T = 4900$, per $c = 0$ (tipo $A0$) risulta $T = 9800$, per $c = -0{,}3$ (tipo $B0$) risulta $T = 14000$ ecc.

(1) Cfr. Bosler, *L'evolution des ètoiles.* (Paris, Blancard, 1923), pag. 26.

(2) Cfr. *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam* n. 76. Cfr. anche *Zur Wilsings Kolorimetrischen Methode von G. Schauder.* « Astr. Nach », Bd. 219, n. 5246.

elettrica di confronto; ed allora, sapendo la temperatura T' del filamento incandescente della lampadina, ne deduce quella T della stella di confronto. Anche qui il calcolo dimostra che l'inversa della temperatura della stella è funzione lineare della lettura l fatta sulla graduazione del cuneo del fotometro, e cioè che si ha:

$$\frac{1}{T} = \alpha + \beta l \tag{16}$$

dove i due coefficienti α e β, che dipendono dalla lampadina, si ricavano nel modo più semplice tarando lo strumento su stelle di temperatura nota [1].

50. Termineremo questo paragrafo osservando che, nell'ipotesi che le stelle irradino come corpi neri, la legge di

---

[1] Adoperando, per semplicità la formula approssimata di WIEN:

$$E = C\lambda^{-5} e^{-\frac{h}{\lambda T}} \tag{1}$$

e chiamando con x lo spessore del vetro rosso del cuneo e con K il suo coefficiente di trasmissione dato da

$$K = a + \frac{b}{\lambda} \tag{2}$$

per quanto abbiamo visto la radiazione uscente E' sarà:

$$E' = Ee^{-Kx} = C\lambda^{-5} e^{-\frac{h}{\lambda T} - x\left(a + \frac{b}{\lambda}\right)} \tag{3}$$

da cui ponendo

$$Ce^{\ ax} = C' \tag{4}$$

$$bx + \frac{h}{T} = \frac{h}{T'} \tag{5}$$

se ne ricava:

$$E' = C'\lambda^{-5} e^{\frac{h}{\lambda T'}} \tag{6}$$

Stefan ci permette di scrivere una relazione tra la grandezza bolometrica apparente, la temperatura assoluta ed il diametro apparente di due astri.

Ed infatti il flusso di energia radiante che una stella invia sopra l'obbiettivo del cannocchiale è direttamente proporzionale alla quarta potenza di T ed alla superficie irradiante dell'astro, o, in altre parole, al quadrato del suo diametro; ed è inversamente proporzionale al quadrato della distanza. E cioè, ricordando che il diametro apparente Δ delle stelle è uguale al rapporto tra il diametro lineare e la distanza da noi, il flusso stesso risulterà proporzionale al prodotto della quarta potenza della temperatura per il quadrato del diametro apparente.

Indicando allora con S una stella da misurare e con S_0 una stella campione, avremo, con le notazioni usate:

$$m_b - m_{b_0} = -2{,}5 \log \frac{\Delta^2 T^4}{\Delta_0^2 T_0^4} \tag{17}$$

la quale ci da il diametro apparente Δ di S conoscendo la sua temperatura T e la sua grandezza bolometrica m_b e le analoghe caratteristiche per la stella campione.

In pratica vedremo come, senza far uso di strumenti bolometrici, la grandezza bolometrica possa ricavarsi da misure fotografiche e visuali, che si eseguiscono assai più facilmente. Ma in particolare, se la stella S e la stella campione S_0 sono dello stesso tipo spettrale, sarà presso

---

ciò che mostra che la radiazione E' uscente dal cuneo è *del tutto analoga a quella di un corpo nero a temperatura* T', e quindi a quella emessa dal filamento incandescente della lampada elettrica.

Di più la (5) mostra che l'inversa della temperatura stellare T è funzione lineare dello spessore x del vetro rosso; e poichè questo vetro si costruisce a forma di cuneo, il suo spessore x in un punto qualunque è, a sua volta, funzione lineare della lettura fatta sulla graduazione del cuneo. In conseguenza, l'inversa della temperatura stellare T sarà funzione lineare l, ed avremo:

$$\frac{1}{T} = \alpha + \beta l. \tag{7}$$

a poco, $T = T_0$; e di più, avendosi nello spettro la stessa distribuzione di energia, la differenza delle grandezze bolometriche risulterà uguale a quella delle grandezze visuali o fotografiche; onde la (17) potrà scriversi:

$$m - m_0 = -2{,}5 \log \frac{\Delta^2}{\Delta_0^2} \tag{18}$$

Vediamo quindi che, conoscendo la differenza delle grandezze di due stelle dello stesso tipo spettrale, resta immediatamente determinato il rapporto dei loro diametri apparenti.

§ 2. - Fotometria Visuale.

51. Generalità. Come abbiamo detto, l'occhio umano è sensibile solo ad una piccola parte delle radiazioni, in cifra tonda da 4000 a 8000 U. A.; ed anche dentro questo intervallo la sensibilità varia moltissimo, essendo quasi nulla verso gli estremi e massima per la luce gialla, a circa 5600 U. A. e cioè, per una notevole coincidenza, per quella lunghezza d'onda che nello spettro solare presenta la massima energia. In altre parole, si può dire che *l'occhio è costruito in modo da utilizzare la parte più intensa dello spettro solare*, scartando gli estremi ultravioletti ed infrarossi, che, per la loro piccola energia non avrebbero prodotto alcun miglioramento della visione, mentre avrebbero gravemente danneggiato la nettezza delle immagini, aumentando l'aberrazione cromatica.

Ives [1], Bender [2], Nutting [3], Coblentz [4] ed altri hanno studiato la sensibilità relativa dell'occhio per le varie lun-

---

[1] *Studies in the phot. of light of different colors.* « Phil. Mag. », vol. 24 (1912).

[2] *Untersuchungen au Lummer-Pringsheimschen Spektralflickerphotometer.* Breslau, 1913.

[3] *On the visibility of radiation.* « Phil. Mag. », vol. 29 (1915).

[4] *Scientific papers of the bureau of standards.* N. 303 (1917).

ghezza d'onda; e noi riportiamo nella seguente tabella i risultati dell'Ives e del Coblentz, che sono i più completi, procedendo di cento in cento U. A.

λ	Ives	Coblentz	λ	Ives	Coblentz
4300	— —	0,033	5700	0,948	0,968
4500	0,047	0,041	5800	0,875	0,898
4600	0,073	0,056	5900	0,763	0,800
4700	0,107	0,083	6000	0,635	0,687
4800	0,154	0,125	6100	0,509	0,557
4900	0,235	0,194	6200	0,387	0,427
5000	0,363	0,316	6300	0,272	0,302
5100	0,596	0,503	6400	0,175	0,194
5200	0,794	0,710	6500	0,104	0,115
5300	0,912	0,862	6600	0,068	0,064
5400	0,977	0,954	6700	0,044	0,034
5500	1,000	0,994	6800	0,026	0,018
5600	0,990	0,998			

Secondo Bender (op. cit.) occorre però distinguere la visione centrale dalla visione periferica per la quale il massimo di sensibilità sembra verso 5200 U. A. Ma intanto, tenendo anche conto che nello spettro della grandissima maggioranza delle stelle il colore giallo è sempre largamente rappresentato, questa tabella ci mostra che *l'intensità visuale di un astro è con molta approssimazione, proporzionale all'intensità bolometrica nel giallo e dintorni.* Più precisamente, è stato proposto di definire l'intensità luminosa di una sorgente come la *somma pesata delle intensità bolometriche* nelle varie regioni colorate dello spettro, *attribuendo a ciascun colore un peso proporzionale alla sensibilità dell'occhio per il colore stesso* [1].

---

[1] In linguaggio matematico, indicando con $s(\lambda)$ la sensibilità dell'occhio per la lunghezza d'onda λ, si ha per l'intensità visuale I:

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) s(\lambda) d\lambda$$

dove λ_1 e λ_2 indicano i limiti di visibilità ed E l'energia corrispondente a λ. Wilsing prende $\lambda_1 = 4500$ e $\lambda_2 = 6800$ U. A.

Wilsing [1] ha eseguito questi calcoli servendosi dell'integrazione grafica, ed in corrispondenza alla temperatura assoluta T di un astro ed ai valori di Ives, ha trovato le seguenti relazioni tra l'intensità visuale I e quella bolometrica I_b' limitata alla sola regione dello spettro compresa tra $\lambda_1 = 4500$ e $\lambda_2 = 6800$ U. A.

T	$\frac{I_b'}{I}$	$\log \frac{I_b'}{I}$	T	$\frac{I_b'}{I}$	$\log \frac{I_b'}{I}$
27000	2,1	0,33	6000	2,1	0,32
21000	2,1	0,33	4900	2,1	0,32
11000	2,1	0,32	3200	2,1	0,33
8000	2,1	0,33	2400	2,7	0,37

Da questa tabella possiamo rilevare che, astraendo dalle stelle di color rosso rubino che presentano bassa temperatura, il rapporto dell'intensità bolometrica I_b' con l'intensità visuale si *mantiene presso a poco costante*; e quindi, in virtù della legge di Pogson, le grandezze bolometriche coinciderebbero con le grandezze visuali, qualora si tenesse conto delle sole radiazioni comprese tra i limiti di visibilità.

Però la definizione ora data per l'intensità visuale non può ritenersi rigorosa, non solo perchè il coefficiente di sensibilità varia da occhio ad occhio, ma anche perchè un'esperienza conosciuta col nome di « *effetto Purkinje* » mostra che la sensibilità per i vari colori è variabile secondo l'intensità luminosa; o, in linguaggio matematico, non è funzione soltanto di λ.

---

[1] Cfr. « Publik. d. Astr. », Obs. z. Potsdam. n. 76. pag. 17. L'intensità bolometrica limitata I_b' è data da

$$I_b' = \int_{4500}^{6800} E(\lambda) d\lambda$$

mentre l'intensità bolometrica propriamente detta I_b è la somma di tutte le radiazioni e cioè risulta dall'equazione:

$$I_b = \int_0^{\infty} E(\lambda) d\lambda.$$

Questo fenomeno, che sembra dovuto al fatto che la retina dell'occhio umano possiede una doppia classe di elementi sensori e cioè i coni ed i bastoncini, praticamente si dimostra con facilità esaminando due stelle di diverso colore — per es. una rossa ed una azzurra — e poi ripetendo l'esame dopo aver coperto con un diaframma parte dell'obbiettivo del cannocchiale. Se prima le due stelle erano egualmente splendenti, dopo aver collocato il diaframma la stella azzurra sembrerà più splendente della rossa e viceversa.

Tale fenomeno influisce sopra le osservazioni delle stelle variabili a lungo periodo, le quali sono generalmente di colore rossastro, giacchè, quando l'astro aumenta di splendore, l'incremento sembrerà maggiore.

Un'altra conseguenza dell'effetto Purkinje è « *l'effetto Dove* » o « effetto del fondo »; e cioè quando il fondo del cielo è illuminato — per es. dalla luce lunare — le stelle rosse sembreranno in proporzione più vivaci delle bianco-azzurrognole ecc.

Ma v'è ancora di più. Diminuendo l'intensità luminosa di una sorgente si arriva evidentemente ad un limite in cui essa diviene invisibile all'occhio; ma questo limite è differente per i vari colori, ed in particolare per l'azzurro è più basso che per il rosso. Ne consegue che, se la sorgente è bianca — colore che, come si sa, risulta dalla miscela di tutti gli altri in opportune proporzioni — e se ne diminuiamo lo splendore, arriveremo ad un certo punto in cui il rosso, contenuto nella sorgente, cesserà di essere visibile ed allora essa sembrerà assumere il colore complementare, cioè azzurro.

Questa curiosa conseguenza dell'effetto Purkinje, che si verifica in un certo senso anche per le lastre fotografiche, non è stata ancora esaminata con la dovuta attenzione.

Basterà accennare che in virtù della legge di Rayleygh — secondo cui la diffusione è inversamente proporzionale alla quarta potenza della lunghezza d'onda — il pulviscolo cosmico, le molecole gassose ecc. sparse nello spazio inter-

stellare dovrebbero assorbire di preferenza i raggi violetti, dando quindi alle stelle più lontane un colore tendente al rosso; mentre invece, per l'effetto Purkinje queste stelle, a cagione del loro debole splendore, dovrebbero apparire più azzurre.

Recentemente H. Shapley ha eseguito importanti lavori sull'indice del colore delle stelle più lontane, e cioè delle stelle appartenenti ai clusters globulari, trovandole in media eguale a quello delle stelle di minore distanza; ma noi ignoriamo fino a qual punto si compensino le due cause ora accennate e cioè se un eventuale assorbimento cosmico possa, o no, essere nascosto dall'effetto Purkinje.

Ma, tornando all'argomento, vediamo come, *rigorosamente parlando, l'occhio possa solo confrontare le sorgenti luminose dello stesso colore*, cosa che, del resto, deriva dall'esservi tre specie di fibre nervose differenti per i tre colori fondamentali, rosso, giallo ed azzurro, come fu detto al n. 43; onde, volendo essere esatti, occorrerebbe tener separate le stelle di differente colore, stabilendo per ciascun tipo una particolare classificazione fotometrica.

Fortunatamente però, come apparisce dalla tabella ora riportata, la sensibilità dell'occhio per il giallo ed i colori intermedi dello spettro è assai grande rispetto a quella per i colori estremi, e d'altra parte non è molto accentuata la diversità di colorito delle singole stelle. Considerando quindi che la fotometria visuale non è suscettibile di alta precisione, gli astronomi mantengono, per semplicità, una sola classificazione fotometrica visuale per tutti gli astri, aggiungendo al più un piccolo termine correttivo (*correzione di colore*) per le stelle notabilmente diverse dal giallo.

52. Ciò posto, venendo a dettagli pratici, la fotometria visuale può eseguirsi in tre modi e cioè:

1° costruendo una successione o sequenza di stelle (*sequentia stellarum*) di splendore crescente o decrescente per gradi debolissimi, nella quale sia inclusa la stella da misurare — in generale una variabile — che viene così paragonata a stelle di splendore noto. Su questo principio

si fonda il *metodo ottico di Argelander*, metodo veramente comodissimo, giacchè può eseguirsi senza particolari strumenti, con un semplice cannocchiale ed anche a occhio nudo, secondo la grandezza della stella che si studia.

2° diminuendo lo splendore della stella da esaminare — eventualmente dopo aver aggiunto un filtro di luce od altro dispositivo analogo — in modo che essa divenga invisibile, o più esattamente, *tocchi il limite di visibilità*. Su questo metodo, molto semplice e praticamente più esatto di di quanto credono alcuni autori, purchè eseguito da osservatori esercitati, si fondano i *fotometri ad estinzione*.

3° Riducendo lo splendore della stella da esaminare in modo che essa risulti eguale a quello di un' altra stella, naturale o artificiale, scelta come campione. Anche qui, volendo maggior esattezza, può aggiungersi un filtro di luce o servirsi di un colorimetro polarizzatore od altro, in modo da eseguire il confronto sopra le stesse lunghezze d' onda. È questo il metodo classico della fotometria visuale, su cui sono fondati molti fotometri in uso negli Osservatori Astronomici, per es. il *fotometro di Zöllner*, il *fotometro meridiano del Pickering*, il *fotometro eterocromatico del Nordmann* ecc.

Premessa così questa rapida sintesi, veniamo a parlare più diffusamente di ciascun metodo.

53. Metodo ottico di Argelander. Immaginiamo di avere due stelle *m* ed *n*, di colore possibilmente identico, e tali che *dopo ripetuti esami e con qualche incertezza*, la stella *m* sembri più splendente di *n*. Diremo allora, con Argelander, che *m* super *n* di un grado (Stufe) e scriveremo: *m*1*n*. Se invece, dopo ripetuti esami *m* viene giudicata più splendente di *n*, *con certezza*, diremo che *m* supera *n* di due gradi e scriveremo: *m*2*n*. Se in fine *dopo un breve esame e con sicurezza*, *m* appare più splendente di *n*, diremo che la loro differenza è di tre gradi e scriveremo: *m*3*n*.

L' autore raccomanda di attenersi solo a questi tre gradi, evitando le frazioni come pure l' eguaglianza assoluta (*m*0*n*), che è *fonte di equivoco provenendo spesso da un esame affrettato*; ed è bene ripetere questo prudente consiglio,

augurandoci che il procedimento del grande astronomo di Bonn, troppo spesso deformato con l'introduzione di altri gradi, venga ricondotto alla sua primitiva semplicità.

Dopo ciò consideriamo due stelle *A* e *B*, di colore simile ma di splendore ben differente (per es. *A* di terza e *B* di quarta grandezza) ed intercaliamo tra loro una successione di stelle *a*, *b*, *c*, *d* ecc. dello stesso colore e scelte in modo che tra due consecutive non vi siano mai più di tre gradi di Argelander. Formeremo in tal modo una *sequentia stellarum*, per es.

$$A2a3b1c3d2e3f2g3h1B$$

dalla quale risulta che tra *A* e *B* intercedono venti gradi. E poichè i gradi sono all'incirca proporzionali alle differenze di sensazione, e queste — per la legge di Fechner — sono proporzionali alle differenze delle grandezze stellari, ne seguirà che, essendo *A* di terza grandezza e *B* di quarta, per il nostro osservatore ogni grado corrisponderà a circa un ventesimo di grandezza [1].

Occorre però tener presente che, per ogni osservatore, il grado varia col variare del colore, delle grandezze stellari limiti — per es. tra la 10ª e la 11ª grandezza è ben differente che tra la 3ª e la 4ª — dello strumento adoperato ecc. L'astronomo deve quindi precedentemente tarare il proprio occhio su quelle particolari grandezze stellari, che si propone di esaminare e con quel cannocchiale che ha deciso di adoperare; e soltanto dopo eseguito questo indispensabile esercizio preliminare, può passare per es. allo studio di una stella variabile *v*.

---

[1] Secondo Bouguer, l'occhio può percepire un aumento di luce eguale ad $^1/_{64}$ dello splendore primitivo. Chiamando allora con g la minima variazione in grandezza stellare, percepibile ad occhio, si ha dalla formola di Pogson

$$g = \pm 2{,}5 \log \frac{65}{64} = \pm 0{,}02.$$

Supponendo invece, con Arago, che l'occhio percepisca soltanto un aumento di luce di $^1/_{31}$ si avrebbe $g = \pm 0{,}04$ grandezze stellari, ecc.

A tale scopo tra le stelle vicine a *v*, e possibilmente nel campo del cannocchiale, egli ne sceglierà alcune di colore quasi identico e di grandezza conosciuta *m*, *n*, *p*, *q*, *s* ecc. in modo da eseguire una successione di Argelander nella quale resti inclusa la *v*; per es.

*m*3*n*1*v*2*p*1*q*2*s*

ed allora, ogni stella di confronto darà un particolare valore per la grandezza di *v* ed il valore più probabile potrà ricavarsi con i noti metodi della teoria degli errori.

Aiuto validissimo di tali ricerche è l'*Atlas Stellarum Variabilium* [1] del P. Hagen, dove in tavole separate sono riportate le principali stelle che attorniano ciascuna variabile con le posizioni e le grandezze relative. Soltanto poichè queste grandezze, almeno nei primi volumi, sono tratte dalla *Bonner Durchmusterung* di Argelander (B. D.) sarà opportuno che l'astronomo le verifichi con l'aiuto di cataloghi fotometrici più recenti, per es. con l'*Harvard Revised Photometry* o con la *Photometrische Durchmusterung* di Potsdam ecc., ma ciò nulla toglie alla grande utilità dell'opera di Hagen. L'atlante, accompagnato da un opportuno testo, contiene nelle prime tre « Serie » gran numero di variabili aventi il minimo di 12-13 grandezza, per le quali occorrono buoni equatoriali di circa trenta centimetri di apertura. La quarta serie si limita invece alle sole variabili col minimo di circa decima grandezza, per cui bastano modesti equatoriali di 10-12 cm. di apertura; la quinta comprende variabili il cui splendore non discende al disotto della settima grandezza, visibili con un buon binocolo; la sesta serve di complemento alle prime tre [2].

---

[1] Berlino, Damas, 1899 e ss. Per le aggiunte all'Atlas cfr. le Pubblicazioni della Specola Vaticana XI e XII (serie seconda).

[2] Insieme con l'*Atlas Stellarum Variabilium*, consigliamo allo studioso l'opera del Müller ed Hartwig, *Geschichte und Literatur des Lichtwechsels*, (Leipzig, Poeschel, 1918-1920), che riassume tutti i lavori eseguiti su ciascuna variabile e mostra quali sono quelle per cui riesce

54. Elementi costitutivi di un fotometro. Ed ora, prima di passare allo studio dei fotometri, sarà opportuno trattenerci brevemente sopra gli elementi da cui risultano composti e che sono i seguenti:

1° *apparato estintore*;
2° *apparato di confronto*;
3° *apparato colorimetrico.*

L'apparato estintore è destinato *a scemare in proporzione conosciuta* l'intensità luminosa della stella da esaminare, *senza variarne il colore*, ed in generale consiste, in due *prismi di Nicol* oppure in un semplice *cuneo assorbente* di vetro neutro.

Come è noto dalla Fisica, il prisma di Nicol — detto comunemente « Nicol » in onore del suo inventore W. Nicol — è un piccolo apparecchio che ha lo scopo di polarizzare la luce, e cioè di trasformare un raggio di luce semplice in un raggio di luce polarizzata. A tal fine Nicol, fondandosi sul principio che la luce si polarizza sia per riflessione che per doppia rifrazione, divise opportunamente un cristallo birifrangente di spato d'Islanda (carbonato di calcio) e ne riunì le due metà, dopo avervi interposto uno strato di balsamo del Canadà. Inviando allora sulla base del Nicol un raggio di luce naturale L, questo si sdoppia dividendosi in raggio ordinario e raggio straordinario; e poichè il balsamo del Canadà ha un indice di rifrazione intermedio fra l'indice dei due raggi, il raggio ordinario viene deviato e poi assorbito dal nerofumo che ricopre la superficie laterale del Nicol, mentre il raggio straordinario passa liberamente. Ma, per la proprietà sopra accennata, questo raggio

---

opportuno un nuovo esame e quelle invece su cui sarebbe meno utile d'insistere. Per maggiori dettagli pratici sui metodi fotometrici si consulti pure *An introdution to the study of variable stars* di C. Furness (Boston, Houghton, 1915) e le due opere, veramente pregevolissime, *Die Photometrie der Gestirne* del Müller (Leipzig, Engelmann, 1897) e *Die Veränderlichen Sterne* (Freiburg, Herder, 1913 e ss.) di Hagen. Anche le *Effemeridi di Variabili*, pubblicate dall'Osservatorio di Cracovia saranno assai utili.

è unicamente formato di luce polarizzata; ed anzi il piano di polarizzazione coincide col piano che taglia longitudinalmente il prisma di Nicol passando per la diagonale più lunga della base.

Ciò posto immaginiamo che questo raggio uscente venga ricevuto da un secondo Nicol, disposto di seguito al primo, con le basi parallele a quelle del primo stesso. Entrando in questo secondo Nicol — detto *analizzatore* — il raggio si dividerà ancora in due parti, di cui una viene deviata, mentre l'altra L' passa liberamente. Ma, in virtù di una legge sulla polarizzazione della luce, detta *legge di Malus* dal nome del suo scopritore, l'intensità del raggio uscente L' è proporzionale al *quadrato del coseno* dell'angolo formato dai piani di polarizzazione dei due Nicol. In tal modo, ruotando a piacere il Nicol analizzatore, avremo un apparecchio adatto a ridurre l'intensità luminosa in un rapporto conosciuto, conservando inalterato il colore.

Un secondo metodo, più semplice ma meno perfetto, di ridurre l'intensità luminosa, consiste nel fare uso di un *cuneo di vetro neutro*, detto comunemente « vetro affumicato ».

In pratica, il cuneo di vetro neutro viene unito ad un secondo cuneo di vetro trasparente, disposto in senso inverso, in modo da costituire un insieme a faccie parallele, onde i raggi luminosi non vengano deviati. Ma, avanzando il cuneo, l'intensità luminosa dell'astro che si osserva viene indebolita in ragione del maggiore spessore di vetro neutro attraversato e quindi aumenta la grandezza stellare apparente; ed anzi, come fu dimostrato al n. 46, l'incremento, *valutato in grandezze stellari*, è proporzionale allo spessore stesso e quindi alla quantità di cui si è avanzato il cuneo: quantità che può leggersi sopra apposita scala graduata. In altre parole, se immaginiamo che una stella appaia di grandezza m_0 quando l'indice dalla graduazione segna il numero l_0, essa apparirà di grandezza m_1 quando l'indice segna l_1, e si avrà:

$$m_1 - m_0 = K(l_1 - l_0). \tag{19}$$

Come fu detto, il numero K, che c'indica l'*incremento subito dalla grandezza visuale apparente dell'astro quando si fa avanzare il cuneo di una divisione della scala*, si chiama *costante del cuneo.*

Teoricamente, se l'assorbimento del cuneo fosse indipendente dalla lunghezza d'onda — cioè se fosse possibile ottenere realmente un vetro neutro perfetto — K sarebbe

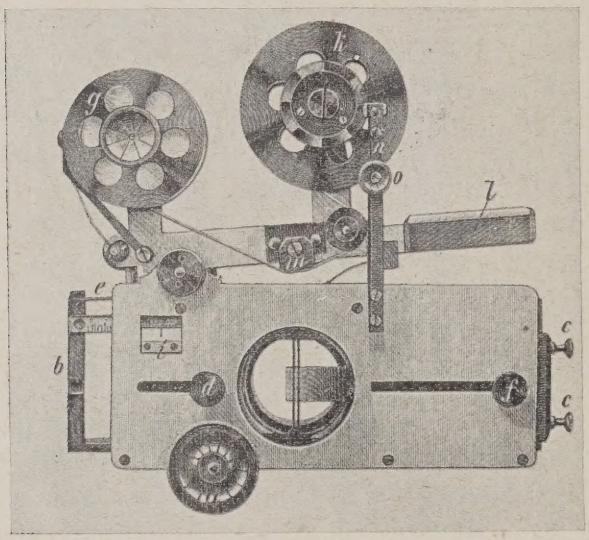


Fig. 40.
Fotometro a cuneo.
(Dal Müller).

costante per ogni colore dell'astro esaminato. In pratica, tali cunei hanno generalmente un colorito bigio verdastro e quindi assorbono più facilmente la luce rossa; che anzi basta esaminare con lo spettroscopio la luce solare, dopo averle fatto attraversare il cuneo, per scorgere qua e là, larghe bande di assorbimento. S'aggiunga che, se il cuneo non è perfettamente lavorato, se le sue faccie non sono esattamente piane ecc., K dipende non solo dal colore, ma varia anche col variare della lettura. Dobbiamo dire però che la tecnica moderna ha fatto tali progressi, che non è

difficile ottenere dei cunei in cui questi inconvenienti sono ridotti al minimo e che si prestano quindi assai bene per le ricerche fotometriche.

Il valore di K può determinarsi sia in laboratorio, esaminando sorgenti di luce le cui intensità varino in rapporto conosciuto; sia, più facilmente, nell'osservatorio astronomico servendosi delle stelle di grandezza nota, tratte per es. dalla Harvard Revised Photometry.

A tale scopo si applica anzi tutto il fotometro all'oculare dell'equatoriale *in modo che il cuneo scorra nel senso del cerchio orario* della stella da esaminare; così, se l'equatoriale non ha un movimento esatto di orologeria o se esso manca del tutto, la stella si sposterà traversalmente rispetto al cuneo, ciò che non farà variare la sua intensità luminosa, venendo a traversare regioni in cui il vetro neutro ha spessore costante. Per facilitare questo procedimento, le case costruttrici pongono dinanzi al cuneo due fili *ff*, vicini tra loro e normali alla corsa del cuneo; basta quindi ruotare il fotometro intorno al proprio asse e muovere opportunamente la vite di declinazione del cannocchiale in modo che la stella, per il moto diurno della sfera celeste, venga a percorrere l'asse della striscia compresa tra i due fili.

Ciò fatto, il modo più semplice di operare consiste nell'osservare una stella di grandezza nota m' avanzando quindi il cuneo fino a che essa arrivi al limite di visibilità, cioè fino a che si veda solo ad intervalli; e nel ripetere poi il procedimento con una seconda stella di analogo colore e di grandezza assai differente. Se l' ed l'' sono le due letture, avremo per la (19), indicando con μ la grandezza a cui corrisponde il limite di visibilità (*potere di penetrazione* del cannocchiale in relazione all'acutezza visiva dell'osservatore) e con L il numero segnato dalla graduazione corrispondente a spessore nullo del cuneo neutro:

$$\mu - m' = K(l' - L) \tag{20}$$

$$\mu - m'' = K(l'' - L) \tag{21}$$

donde, risolvendo rispetto a K otteniamo:

$$K = \frac{m'' - m'}{l' - l''} \tag{22}$$

Come risulta dalla (22) *la costante del cuneo è indipendente* da μ e quindi *dal potere di penetrazione del cannocchiale, dall' acutezza visiva dell' osservatore e dalla maggiore o minore luminosità del cielo;* uno stesso cuneo può perciò essere applicato a differenti cannocchiali conservando sempre lo stesso valore di K, che figura come una grandezza *intrinseca* del cuneo stesso.

Naturalmente, per maggiore esattezza, l' astronomo dovrà osservare numerose coppie di stelle, scegliendole anche di colore differente da coppia a coppia ed in modo che le letture l', l'' ecc. investano le varie parti della graduazione, onde esaminare le piccole variazioni di K dipendenti dal colore, da imperfetta lavorazione del cuneo ecc.

Inutile aggiungere che, se il fotometro è fornito di una lampadina destinata a produrre una stellina artificiale di confronto, l' operazione si eseguisce egualmente ed anzi spesso con maggiore esattezza, avanzando il cuneo fino a che la stella da esaminare apparisca di splendore eguale a quello della stellina artificiale.

In ogni caso è indispensabile che le due stelle di ogni singola coppia siano *alte sull' orizzonte e vicine tra loro,* onde ridurre al minimo l' errore cagionato dall' assorbimento della luce nell' atmosfera terrestre, come meglio vedremo tra breve.

Notiamo in fine che con lo stesso procedimento può ricavarsi anche μ e cioè il potere di penetrazione del cannocchiale adoperato, variabile però con l' acutezza visiva dell' osservatore.

Passiamo ora a parlare dell' *apparato di confronto,* il quale — come dice il nome stesso — ha lo scopo *di fornire all' osservatore una sorgente di luce* con cui confrontare la stella che si esamina.

Tale sorgente di luce può essere naturale o artificiale; e cioè può consistere sia in una stella del cielo presa come campione, sia in un punto luminoso prodotto per es. da una lampadina elettrica.

Il primo metodo fu adottato da E. Pickering, il grande pioniere della fotometria stellare, col suo *fotometro meridiano*, prendendo come campione la stella polare, la quale si presta bene per tale ufficio giacchè conserva sempre, presso a poco, la stessa altezza sull'orizzonte e non subisce quindi variazioni per ineguale assorbimento atmosferico.

In generale però si fa uso di una stellina artificiale prodotta da una lampadina elettrica alimentata da *accumulatori*, onde ottenere intensità luminosa costante durante le osservazioni. Nei fotometri Toepfer per es. per mezzo di una lente L i raggi della lampadina dopo esser passati attraverso il foro di un diaframma vengono fatti convergere sopra uno specchietto sferico argentato S, e l'immagine puntiforme così ottenuta (immagine del foro illuminato) viene rimandata all'occhio per riflessione sopra un vetro trasparente V inclinato a 45°. In tal modo è resa possibile la visione simultanea della stellina artificiale e della stella naturale che si osserva, per trasparenza, al di là del vetro [1].

Inutile aggiungere che occorre regolare opportunamente l'intensità luminosa della stella campione, sia essa naturale od artificiale; e ciò può farsi, o con un secondo cuneo di vetro neutro come nei fotometri Toepfer, oppure con prismi di Nicol come nel fotometro di Zöllner e nel fotometro meridiano di Pickering.

Ma, affinchè il confronto riesca esatto, è necessario che la stellina campione abbia un colore identico, o almeno

---

[1] In realtà nei Toepfer si hanno due stelline artificiali, d'intensità lievemente differente dovute alla riflessione sulle due faccie del vetro inclinato, e l'osservazione si fa in modo che l'intensità della stella naturale sia compresa tra queste due. Il diaframma è anche provvisto di una successione di fori di diametro differente, onde avere anche dischetti luminosi per la fotometria dei pianeti.

poco differente, da quello della stella da misurare; e ciò si ottiene con l'*apparecchio colorimetrico* di cui ci resta a parlare.

Nei tipi Toepfer, questo apparecchio è rudimentale, riducendosi a vetri colorati in azzurro più o meno intenso, che si interpongono a volontà nel percorso dei raggi della lam-

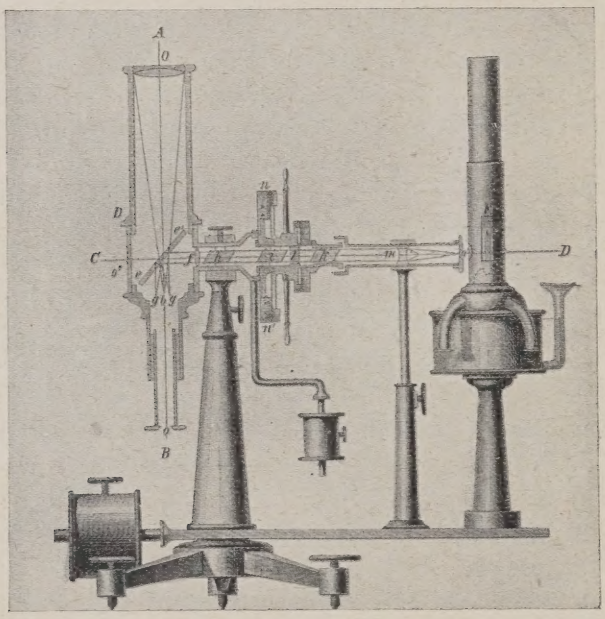


Fig. 41.
Fotometro di Zöllner.
(Trasportabile).

padina elettrica; la quale — essendo il filamento incandescente a temperatura inferiore a quella della fotosfera stellare — avrebbe in generale un colore più vicino al rosso, come fu già spiegato.

Nei fotometri Zöllner invece l'apparecchio è più perfetto, e si fonde sulla polarizzazione cromatica della luce.

Ricordiamo a tale scopo che, interponendo tra il Nicol polarizzatore ed il Nicol analizzatore una lastrina di quarzo tagliato normalmente all'asse del cristallo, *il piano di pola-*

rizzazione viene ruotato; e cioè, nel caso di luce monocromatica, occorre che il secondo Nicol sia ruotato rispetto al primo di un angolo differente da 90° per ottenere oscurità. Ed anzi l'angolo di cui ruota il piano di polarizzazione è proporzionale allo spessore del quarzo attraversato ed è insieme, con molta approssimazione, inversamente proporzionale al quadrato della lunghezza d'onda della luce monocromatica che l'attraversa. Ne segue che, se invece di luce monocromatica abbiamo luce policromatica per es. luce bianca, potremo ruotare il Nicol analizzatore in modo da estinguere per es. i raggi rossi o gli azzurri ecc., nel qual caso la sorgente luminosa apparirà di colore complementare.

Ma, secondo noi, il metodo migliore ed insieme uno dei più facili, è quello adoperato da C. Nordmann nel suo *fotometro eterocromatico*, e che consiste semplicemente nel porre all'oculare dello strumento dei filtri di luce, che si possono cambiare a volontà e che sono costituiti da piccole scatoline di vetro riempite di soluzioni di anilina. Il Nordmann usa in generale tre filtri, uno rosso per le lunghezze d'onda superiori a 5900 U. A.; uno verde per lunghezze d'onda comprese tra 5900 e 4900 U. A.; uno azzurro per le lunghezze d'onda inferiori a 4900 U. A. In questo modo, tanto la sorgente luminosa campione quanto la stella vengono misurate nello stesso campo dello spettro.

Premesse queste nozioni preliminari, ci sarà facile descrivere con poche parole i vari tipi di fotometri visuali adoperati negli Osservatori Astronomici.

55. Fotometri visuali. Il fotometro visuale più semplice è certamente il *fotometro a cuneo* di vetro neutro che funziona soltanto *per estinzione*. Posto il fotometro all'oculare dell'equatoriale con le precauzioni che abbiamo visto al n. precedente e conosciuta la costante del cuneo, si determina immediatamente la differenza di grandezza tra due astri moltiplicando la differenza delle letture all'estinzione per la costante del cuneo. In pratica, affinchè l'osservatore non sia costretto a lavorare in un ambiente illuminato o ad accendere e spegnere una lampada onde leggere la gra-

duazione, affaticando così i propri occhi, vi si aggiunge un apparecchio *autoscrivente*.

Recentemente questo tipo di fotometro è stato perfezionato, trasformandolo in un *fotometro a cuneo con lampadina di confronto*, onde ottenere, con il dispositivo già esaminato, una stellina artificiale campione, servendosi della luce di una lampadina elettrica alimentata da accumulatori. Si re-

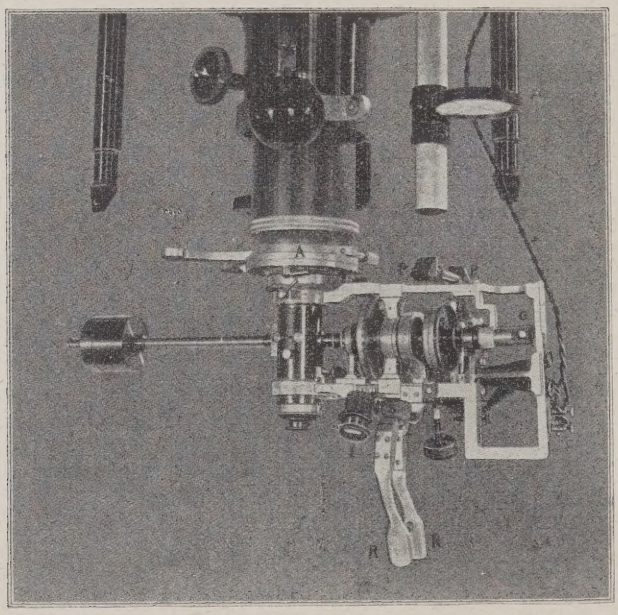


Fig. 42.
Fotometro Zöllner applicato all' equatoriale.

gola il cuneo della lampada — detto cuneo secondario — in modo che l' intensità luminosa della stellina artificiale sia un poco minore della meno brillante delle due stelle naturali da confrontare S_1 ed S_2. Ciò posto, muovendo il cuneo principale si diminuisce l' intensità luminosa di S_1 ed S_2 fino a che esse appaiano uguali alla stella artificiale; se l_1 ed l_2 sono le due letture, la differenza di grandezza tra S_1 ed S_2 sarà uguale a $K(l_1 - l_2)$. Come vedemmo, per

maggiore esattezza, il colore della stella artificiale può essere reso molto simile a quello delle stelle naturali, intercalando opportuni vetri azzurri nel percorso dei raggi della lampada elettrica.

Un fotometro ancora più perfetto e molto usato, è il *fotometro Zöllner*. In questo apparecchio, la luce della lampadina elettrica — alimentata sempre da accumulatori — destinata a fornire la stellina di confronto, viene fatta passare attraverso due Nicol con lamina di quarzo per modificarne il colore, come fu già spiegato. Per determinare la differenza di grandezza di due stelle naturali S_1 ed S_2, si ruota il secondo Nicol rispetto al primo fino a che l'immagine della stellina artificiale apparisca di eguale splendore. Se α_1 ed α_2 sono i valori dei due angoli di rotazione e se indichiamo con I_1 ed I_2 le intensità luminose delle due stelle, avremo per la legge di Malus dianzi esaminata:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\cos^2 \alpha_1}{\cos^2 \alpha_2} \tag{23}$$

e quindi, chiamando m_1 ed m_2 le loro grandezze visuali, risulterà dalla formula di Pogson:

$$m_1 - m_2 = -2{,}5 \log \frac{I_1}{I_2} = 5(\log \cos \alpha_2 - \log \cos \alpha_1) \tag{24}$$

Ma il fotometro che ci sembra più perfetto è il *fotometro meridiano* del Pickering, che — senza alcuna sorgente artificiale di luce — serve a confrontare *direttamente* tra loro le intensità luminose di due stelle passanti al meridiano, o più comunemente, di una stella passante al meridiano con la stella polare.

A tale scopo il fotometro è costituito da un cannocchiale posto orizzontalmente lungo il meridiano, munito di due obbiettivi O_1 ed O_2 vicini tra loro e della stessa distanza fuocale, dinanzi a ciascuno dei quali si pone un prisma di cristallo a riflessione totale.

Durante le osservazioni, i due prismi si ruotano in modo da far cadere per es. sull'obbiettivo O_1 la luce della stella

polare S_1 e sull'obbiettivo O_2 i raggi di una seconda stella qualsiasi S_2 vicina al meridiano. I fasci luminosi provenienti dai due obbiettivi vengono poi ad attraversare uno spato d'Islanda, onde ciascuno di essi si suddivide in due, ordinario e straordinario, polarizzati ad angolo retto. Un opportuno diaframma intercetta poi i raggi straordinari di un obbiettivo per es. O_1 ed i raggi ordinari dell'altro O_2, mentre gli altri due fasci di luce — e cioè il fascio ordinario dell'obiettivo O_1 e quello straordinario di O_2 — proseguono il loro cammino e, dopo attraversato un Nicol analizzatore N, giungono all'oculare.

Ciò posto, le osservazioni si eseguiscono ruotando il Nicol N fino a che le due immagini appaiono eguali. Allora, se I_1 ed I_2 sono le intensità luminose di S_1 ed S_2 e se α è l'angolo di cui si è ruotato il Nicol a contare dalla posizione in cui la polare S_1 scompare, in virtù della legge di Malus l'intensità della polare stessa sarà ridotta a $I_1 \sin^2 \alpha$, mentre quella di S_2 — polarizzata ad angolo retto rispetto alla prima — sarà $I_2 \cos^2 \alpha$. Essendo le due immagini egualmente luminose, avremo quindi:

$$I_1 \sin^2 \alpha = I_2 \cos^2 \alpha \tag{25}$$

donde, per la formula di Pogson, ne deduciamo indicando con m_1 ed m_2 le grandezze visuali delle due stelle:

$$m_2 - m_1 = -2{,}5 \log \frac{I_2}{I_1} = -5 \log \operatorname{tg} \alpha. \tag{26}$$

Riepilogando, e come del resto fu già detto in precedenza, vediamo che i fotometri *determinano soltanto la differenza delle grandezze* fra due stelle; e che quindi, per ottenere i valori definitivi delle grandezze stesse, occorre fissare lo zero della scala. Fu detto che ciò si fa in modo da conservare, per quanto è possibile, l'accordo con le stelle di sesta grandezza della Bonner Durchmusterung, come del resto vedremo più avanti a proposito dei cataloghi fotometrici e delle « Sequentiae » di Harvard.

Osserveremo ancora che il fotometro a semplice estinzione è comunemente ritenuto come il meno perfetto; e ciò non soltanto per i difetti inerenti al cuneo, ma anche per la difficoltà di determinare esattamente il limite di visibilità, per la possibilità che la visione della stella cessi prematuramente variando inavvertitamente l'accomodazione dell'occhio ecc.

Tali obbiezioni sono certamente assai serie, ma non conviene però di spingerle all'esagerazione. La nostra esperienza personale ci ha mostrato che parecchie persone hanno gli occhi capaci di mantenere con molta approssimazione, e quasi senza variazioni, il limite di visibilità; mentre invece adoperano meno bene il fotometro Zöllner, giacchè la stellina artificiale riesce piuttosto simile ad un dischetto planetario, alquanto esteso e sfumato al bordo, e quindi non del tutto paragonabile con le stelle naturali la cui immagine è nettamente puntiforme. Per altri osservatori invece accade l'opposto; onde, senza dettare regole assolute, ci sembra più saggio di lasciar libero ognuno di scegliere lo strumento di lavoro secondo la costituzione fisiologica del proprio occhio.

Piuttosto — qualunque sia lo strumento adoperato — consigliamo largo uso di filtri di luce, giacchè è bene ripetere che il confronto dello splendore di due stelle non ha senso preciso se non si sa dentro quali lunghezze d'onda esso venga effettuato; e ciò anche prescindendo dal fenomeno Purkinje.

§ 3. - Fotometria Fotografica.

56. Generalità sulla fotografia. Come è ben noto, la fotografia si fonda sopra la proprietà che hanno i composti dell'argento con alcuni alogeni — iodio, cloro, bromo ecc. — di decomporsi sotto l'azione della luce, specialmente *in presenza di corpi organici* come la gelatina, il collodio, l'albumina ecc.

Le prime fotografie, ottenute da Daguerre verso il 1839, si eseguivano con lastre di rame ricoperte di ioduro d'ar-

gento, e lo sviluppo aveva luogo esponendole ai vapori di mercurio. Ma, senza parlare del gravissimo inconveniente di non poter essere esaminate per trasparenza, la loro sensibilità era così debole che richiedevano delle pose di circa un quarto d'ora; onde presto furono abbandonate e sostituite, specialmente per opera del NIEPCE, con lastre di vetro ricoperte di albumina contenente cloruro o acetato d'argento. I vantaggi risultarono notevolissimi, ma la sensibilità era ancora troppo scarsa, onde la fotografia celeste dovette limitarsi, per allora, al Sole, alla Luna, ed alle stelle più luminose. Inoltre tali lastre dovevano essere usate subito dopo la preparazione (lastre umide) ciò che recava gravi inconvenienti dal lato pratico.

Un ulteriore vantaggio si ebbe sostituendo l'albumina col collodio (Schonbein) che può essere adoperato anche secco; ma una vera rivoluzione avvenne nella fotografia nel settembre 1871, quando MADDOX preparò le prime lastre alla *gelatina e bromuro d'argento*, ottenendo così una sensibilità trenta volte maggiore. Inoltre le dette lastre si conservano per lungo tempo e possono essere sviluppate parecchi mesi dopo l'uso, ciò che le rende non solo più comode nella pratica ma anche utilissime per studi speciali (per es. nelle ricerche della parallasse stellare col metodo Kapteyn ecc.).

Come si sa, la luce decompone il bromuro d'argento in un sottobromuro il quale, quando la lastra viene sottoposta allo *sviluppo* — ponendola in presenza di sostanze riducenti, per es. in un bagno d'idrochinone, o di ossalato di ferro o di acido pirogallico e, recentemente, anche di safranina — si decompone, a sua volta, in bromo ed in argento metallico allo stato di polvere finissima di color bruno. Così le parti colpite dalla luce vengono annerite, mentre avviene l'opposto per le altre: si ha cioè l'immagine che comunemente si chiama « negativa ».

Ma questa immagine non potrebbe essere esposta impunemente alla luce, se prima non fosse tolto tutto il bromuro d'argento ancora indecomposto. E ciò si ottiene col *fissaggio*, e cioè immergendo la lastra in una soluzione d'iposolfito di sodio e poi lavandola nell'acqua, onde for-

mare, per reazione dell'iposolfito sul bromuro, un doppio sale solubile che viene asportato dall'acqua di lavaggio. Inutile aggiungere che tutte queste operazioni debbono compiersi in uno stanzino buio o illuminato da luce rosso cupa, che non impressiona le lastre fotografiche ordinarie.

Dalla negativa si ricava la « positiva » adoperando generalmente il metodo del contatto; e cioè ponendo la negativa stessa in contatto con carta sensibilizzata per es. col cloruro d'argento e gelatina, ed esponendo alla luce per un tempo sufficiente. Ottenuta tale impressione, la carta sensibile si pone in un bagno di cloruro d'oro, in modo da sostituire l'argento ridotto con l'oro stesso per ottenere un tono migliore. In fine il cloruro d'argento non ancora ridotto viene disciolto con un bagno di solfato di sodio e quindi asportato con lavaggi in acqua; si fa poi asciugare ed il processo è terminato.

Premesse queste nozioni, è importante osservare che la lastra fotografica presenta alle radiazioni di diversa lunghezza d'onda una sensibilità ben differente da quella della retina dell'occhio umano; e cioè, paragonata con la retina stessa, si mostra in generale *più impressionabile per le onde brevi*, vale a dire nell'azzurro, nel violetto ed anche in parte dell'ultravioletto, mentre ordinariamente non è sensibile al rosso. Tutti sanno del resto che nelle fotografie il rosso appare come nero, mentre l'azzurro si trasforma quasi in bianco.

La sensibilità specifica per le varie lunghezze d'onda differisce evidentemente secondo i vari tipi di lastre che si usano; ma, in generale, il massimo di sensibilità si trova nell'indaco o nel violetto. Invece le onde rosse traversano la gelatina senza essere assorbite, e quindi senza poter compiere alcuna azione chimica; ma se uniamo alla gelatina qualche sostanza che ne ostacoli il passaggio — per es. della clorofilla verde — la lastra viene resa sensibile al rosso. In tal modo si ottengono delle lastre « *ortocromatiche o pancromatiche* », la cui curva di sensibilità presenta d'ordinario *due massimi*, l'uno nel giallo e l'altro nell'azzurro; onde, ostacolando con un filtro giallo il passaggio dei raggi di

breve lunghezza d' onda, *la curva di sensibilità diviene assai simile a quella dell' occhio umano*, permettendoci le così dette misure « *fotovisuali* » di cui vedremo tra breve l' importanza.

Ma la differenza essenziale fra la retina e la lastra foto-

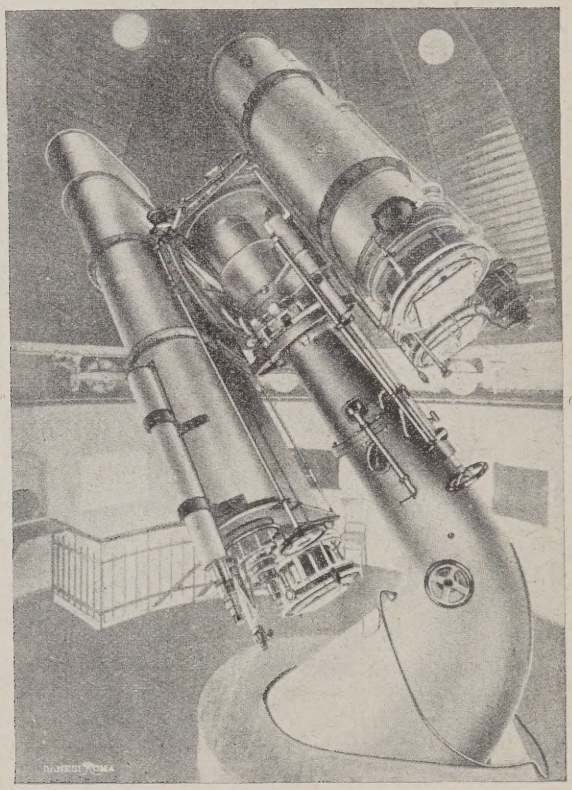


Fig. 43.
Equatoriale fotografico dell' Osservatorio di Amburgo.

grafica consiste nel fatto che la lastra — a differenza del nostro occhio — ha la proprietà importantissima di *accumulare* le impressioni luminose che riceve, agendo, per così dire, come uno strumento integratore. In altre parole, una luce anche debolissima può impressionare la lastra fotografica, purchè si lasci agire per un tempo sufficientemente

lungo; onde se la luce diffusa dalle stelle nell' atmosfera, anche nelle notti più oscure, non annerisse col tempo la lastra rendendo impossibili esposizioni estremamente lunghe, si potrebbe dire che la potenza di penetrazione della fotografia celeste non avrebbe limiti.

Se si aggiunge che la fotografia conserva l' immagine esatta di tutta la regione esposta, costituendo così un documento perenne che l' astronomo può consultare e studiare a suo agio, si comprende la grande importanza che essa assume specialmente nell' esame di oggetti poco luminosi (nebulose, code cometarie, spettri stellari, ecc.) dove la lastra fotografica ha quasi interamente sostituito l' occhio.

D' altra parte però, questa stessa potenza accumulatrice che costituisce il maggior pregio della fotografia ne forma anche un difetto che ne limita l' applicazione in alcune ricerche; per es. nell' astronomia descrittiva dei grandi pianeti. Osservando infatti il disco di un pianeta, ogni astronomo pratico sa bene che vi sono dei rari momenti di assoluta quiete atmosferica nei quali i dettagli appariscono con estrema nitidezza: momenti che l' occhio abituato dell' astronomo sa scegliere per eseguirne il disegno. Ora con la fotografia tutto ciò non è possibile, giacchè la lastra accumula materialmente le impressioni che riceve durante tutto il tempo dell' esposizione, ed i momenti eccezionalmente favorevoli sono quindi confusi con gli altri.

Ma, per discendere a dettagli pratici, aggiungiamo che per l' esecuzione delle fotografie celesti si adoperano equatoriali con montatura « all' inglese », e cioè tali da permettere l' osservazione prima e dopo il passaggio al meridiano, senza essere costretti a rovesciare il tubo. [1]

---

[1] Per la descrizione del cannocchiale equatoriale e della sua montatura rimandiamo il lettore ai libri di Astronomia Generale. Ricordiamo soltanto che oggi si costruiscono delle montature che riuniscono insieme i vantaggi della montatura inglese e di quella tedesca, ciò che si ottiene incurvando ad una certa altezza la colonna metallica che serve di sostegno al cannocchiale, in modo che il prolungamento della colonna stessa si disponga parallelamente all' asse di rotazione della Sfera Celeste.

Ordinariamente lo strumento è costituito di due cannocchiali, uno ottico e l'altro fotografico, con gli assi paralleli e spesso rinchiusi in una stessa cassa; il primo ha un micrometro a reticolo, mentre il fotografico porta uno « châssis » che sostiene la lastra in modo che lo strato sensibile sia collocato esattamente al « fuoco chimico » dell'obbiettivo e cioè là dove convergono i raggi per cui la lastra è maggiormente sensibile. A tale scopo mentre le lenti obbiettive

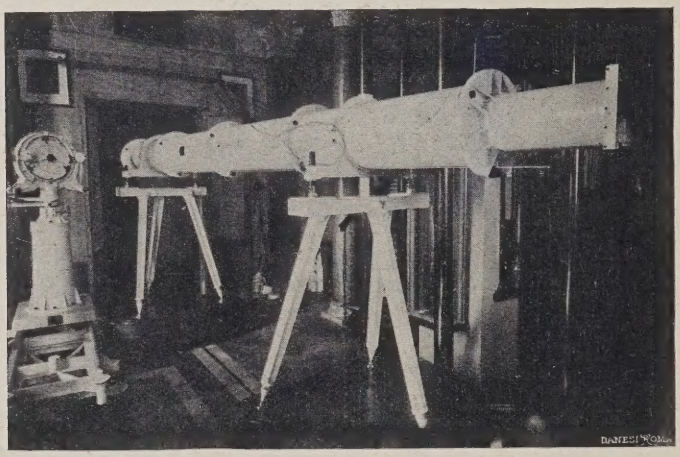


Fig. 44.
Camera fotografica orizzontale con celostato dell'Osservatorio di Roma sul Campidoglio.

visuali si acromatizzano, come è noto, in modo da riunire nello stesso fuoco i raggi per cui l'occhio è più sensibile (in generale si fanno coincidere i fuochi corrispondenti alle righe [C] ed [F] di Fraunhofer), gli obbiettivi fotografici si costruiscono in modo da riunire i fuochi corrispondenti alla [F] ed alla [H] di Fraunhofer. (Cfr. n. 74).

Durante la posa, l'equatoriale, provvisto del suo movimento d'orologeria, segue la regione del cielo da fotografarsi; mentre l'astronomo, con l'occhio al cannocchiale visuale, mantiene nel centro del micrometro una determinata stella, detta « stella di guida », correggendo con i

manubri dei piccoli movimenti gli errori inevitabili dell'orologio.

In generale, nei cannocchiali adoperati per la carta fotografica del cielo, la distanza fuocale è di m. 3,43 in modo cioè che una lunghezza di un millimetro sulla lastra corrisponda ad un minuto d'arco di cerchio massimo nel cielo.

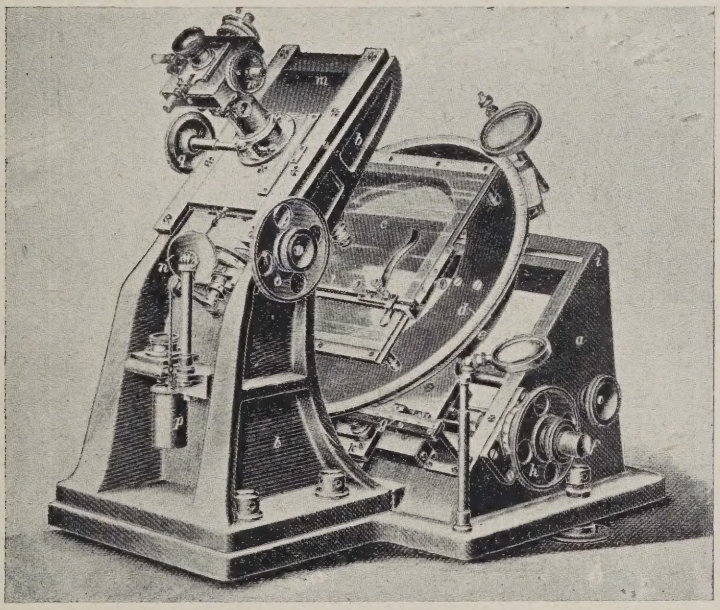


Fig. 45.
Macromicrometro per la misura delle lastre fotografiche.

Le negative vengono poi misurate col *macromicrometro*, per la cui descrizione rimandiamo ai trattati di Astronomia Sferica, e dalle misure fatte se ne deducono le coordinate delle stelle fotografate, applicando i metodi e le correzioni insegnate dalla stessa Astronomia Sferica.

Modernamente, per lavori che non richiedono misure precise di coordinate, si adoperano anche obbiettivi di grande diametro ed a corto fuoco (cinque o sei volte l'apertura) in modo cioè da raccogliere gran quantità di luce e di avere nello stesso tempo un campo assai ampio: comodissimi sono

quelli costruiti dalla casa Zeiss, di 16 cm. di diametro per 80 cm. di distanza fuocale.

Ma quando è necessario raccogliere la massima quantità di luce, s'impongono i *riflettori a specchio parabolico di vetro argentato*, che possono costruirsi di apertura ben maggiore ed, a parità di apertura, hanno un prezzo assai minore delle lenti. Inoltre le grandi lenti, a causa del loro stesso spessore, assorbono inevitabilmente una notevole quantità di luce specialmente nelle brevi lunghezze d'onda per le quali il vetro è poco trasparente, mentre tale difetto non si verifica negli specchi. Ma sopra tutto gli specchi, agendo per semplice riflessione, hanno il vantaggio di avere una distanza fuocale che è esattamente la stessa per tutte le lunghezze d'onda, e ciò li rende quasi indispensabili negli studi di spettroscopia fotografica. Utilissimi e comodi per es. sono quelli costruiti dalla stessa casa Zeiss, di 50 cm. di apertura per 3 metri di distanza fuocale.

57. Principi di fotometria fotografica. L'applicazione dalla fotografia alla fotometria celeste presenta due grandi vantaggi sopra la fotometria visuale, e cioè:

1° *economia di tempo*, giacchè, ottenuta la lastra fotografica, se ne ricava facilmente la grandezza fotografica di tutte le stelle impresse;

2° *possibilità di misurare lo splendore di stelle debolissime*, a cui l'osservazione visuale non potrebbe giungere, mentre vi giunge la fotografia con pose sufficientemente lunghe.

Analogamente a quanto vedemmo per l'intensità luminosa al n. 51, si potrebbe anche ora definire l'intensità fotografica *o intensità chimica* I_p di un astro S come la *somma pesata* delle intensità bolometriche nelle varie regioni dello spettro, attribuendo a ciascuna regione un peso proporzionale alla sensibilità della lastra per quella regione stessa. Ma praticamente per stabilire un sistema di grandezze fotografiche occorre soltanto:

1° trovare dei metodi atti a dedurre il rapporto $\frac{I_{2p}}{I_{1p}}$

delle intensità fotografiche di due stelle S_2 ed S_1, dalle impressioni che esse esercitano sopra una *stessa* lastra fotografica. Infatti, una volta conosciuto questo rapporto, *la differenza delle grandezze fotografiche* $m_{2p} - m_{1p}$ *risulta immediatamente nota* dalla formula del Pogson:

$$m_{2p} - m_{1p} = -2{,}5 \log \frac{I_{2p}}{I_{1p}}; \tag{27}$$

2° stabilire lo zero della scala, in modo che dalle differenze di grandezza così trovate sia possibile risalire alle grandezze stesse.

Per quanto riguarda questa seconda parte, si è convenuto, come già accennammo, di fissare lo zero della scala in modo che *la grandezza fotografica* m_p *delle stelle bianche* (tipo spettrale *AO* di Harvard) *risulti eguale alla loro grandezza visuale* m, *per* m *compreso tra 5,5 e 6,5.*

Per la prima parte invece si possono seguire due metodi, e cioè:

a) *il metodo degli annerimenti* di Pickering e Schwarzschild, che consiste nel porre la lastra fotografica fuori fuoco in modo che le stelle s'imprimano come dischi *di diametro costante*, ma *di colore più o meno oscuro*, secondo l'intensità chimica di ciascuna stella. Ottenuta la fotografia, si deduce la differenza delle grandezze fotografiche dal diverso grado di annerimento dei singoli dischi.

Henrotau ad Allegheny e Parkhurst a Yerkes hanno modificato il metodo mettendo la lastra al fuoco e sovrapponendovi un vetro finemente smerigliato, con la superficie liscia a contatto dello strato di gelatina e con la parte smerigliata rivolta verso l'obbiettivo. In tal modo, i raggi luminosi, diffusi dalla lieve scabrosità della superficie smerigliata, formano sulla lastra sensibile un disco annerito uniformemente in tutta la sua estensione, ciò che rende più esatte le misure. Occorre però che la lastra smerigliata sia a faccie perfettamente parallele, onde avere una diffusione uniforme in tutto il campo; e del resto tale procedimento può usarsi simultaneamente con quello extrafocale.

b) *Il metodo dei diametri* che consiste nel porre la lastra al fuoco dell'obbiettivo, in modo che le stelle s'imprimano a guisa di dischetti di diametro assai piccolo e variabile secondo la diversa luminosità delle stelle stesse. Si deduce poi la differenza delle grandezze fotografiche dalla misura dei diametri dei singoli dischetti.

Questo metodo, forse meno esatto del primo, ha però il grande vantaggio di potere essere applicato anche nelle regioni celesti molto ricche di stelle, mentre con l'altro si avrebbero dei dischi sovrapposti. Inoltre esso è applicabile anche a stelle di debolissimo splendore, la cui luce non potrebbe essere diffusa sopra un'area un po' estesa, senza essere costretti a ricorrere a pose troppo lunghe; di più le lastre così ottenute, essendo prese al fuoco e senza interposizione di vetri smerigliati, danno un'immagine fedele del cielo. Per queste ragioni esso è l'unico usato nella compilazione del Catalogo Astrografico.

Premesse queste nozioni, passiamo a parlare dei due metodi indicati, i quali del resto si applicano senza alcuna modificazione anche con lastre pancromatiche e filtri gialli di luce, per ottenere le grandezze *fotovisuali*.

58. Metodo degli annerimenti. Il metodo degli annerimenti si fonda sopra una legge, dovuta ad Abney, la quale si enuncia dicendo che « *la quantità di argento ridotta esponendo una lastra fotografica ad una sorgente luminosa d'intensità chimica I, per un tempo t, è proporzionale al prodotto* It^p, *dove p è un numero minore dell'unità e variabile con i diversi tipi di lastre* ». In media, per le lastre al bromuro, si ha $p = 0{,}86$. [1]

---

[1] Dalla legge di Abney risulta che la durata di esposizione, necessaria ad ottenere una data impressione, è proporzionale ad $I^{-\frac{1}{p}}$, essendo a sua volta, I proporzionale alla superficie dell'obbiettivo e cioè al quadrato dell'apertura D.

Se però l'oggetto che si fotografa ha un diametro sensibile (comete, nebulose ecc.) la luce raccolta viene ripartita su tutta l'estensione del-

Ciò premesso, cominciamo ad osservare che per valutare i diversi gradi di annerimento occorre anzitutto costruire una scala di confronto, relativa alle lastre su cui si opera. A tale scopo, Schwarzschild espone successivamente una medesima lastra alla luce della stessa stella per una serie di tempi di posa la cui durata sia in progressione geometrica. Chiamando tali durate con:

$$\tau \quad q\tau \quad q^2\tau \quad q^3\tau \ldots q^{r-1} \ldots$$

Schwarzschild indica i gradi di annerimento così prodotti con i numeri:

$$0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \ldots \quad r-1 \ldots$$

mentre, per la legge di Abney, la quantità di argento ridotto di volta in volta sarà:

$$\sigma_0 \quad \sigma_0 q^p \quad \sigma_0 q^{2p} \quad \sigma_0 q^{3p} \ldots \sigma_0 q^{(r-1)p} \ldots$$

In generale, se N è il grado di annerimento, ne risulta per la quantità σ di argento ridotto:

$$\sigma = \sigma_0 q^{Np} \tag{28}$$

Costruita così una scala di confronto, esponiamo una lastra dello stesso tipo alla luce di una stella qualsiasi d'intensità chimica I; e sia t la durata di posa. La quantità s di argento ridotto sarà per la legge di Abney:

$$s = KIt^p \tag{29}$$

dove K è una costante di proporzionalità. D'altra parte, se N è il grado di annerimento risultante, la quantità di argento

---

l'immagine fuocale la quale ha dimensioni proporzionali alla distanza fuocale f ed ha quindi un'area proporzionale ad f^2. Ne segue che indicando con R il rapporto f/D, la durata di esposizione per oggetti celesti aventi un diametro sensibile risulta proporzionale ad $R^{2/p}$.

ridotto è anche espressa dal secondo membro della (28) e quindi, eguagliando, otteniamo:

$$\sigma_0 q^{Np} = KIt^p \tag{30}$$

di cui, prendendo i logaritmi, risulta:

$$\log I = \log \sigma_0 + Np \log q - \log K - p \log t \tag{31}$$

Sostituendo questo valore di $\log I$ nella formula di Pogson, otteniamo infine per la grandezza fotografica m_p:

$$m_p = a - bN + c \log t \tag{32}$$

dove a, b, c, sono costanti, o più precisamente, quantità indipendenti dal grado d'annerimento, dalla durata della posa e dalla grandezza fotografica m_p, mentre possono avere valori differenti per lastre fotografiche di tipo diverso. In pratica si determinano per mezzo di stelle di grandezza nota; per es. con stelle bianche (tipo AO) la cui grandezza fotografica m_p è uguale alla grandezza visuale m.

La (32) è la nota *formula di Schwarzchild*, che lega la grandezza fotografica m_p col grado di annerimento N e con la durata di posa t, ma essa può essere ancora semplificata se si adotta un tempo di posa identico per tutte le fotografie. In tal caso infatti $c \log t$ diviene costante e può essere unito alla costante additiva a ottenendo:

$$m_p = \alpha - bN \tag{33}$$

formula semplicissima che ci da la grandezza fotografica m_p in funzione del grado di annerimento N, una volta determinate le due costanti α e b con osservazioni di stelle di grandezza fotografica già nota.

La determinazione effettiva del grado di annerimento si esegue poi confrontando le immagini stellari, impresse nella lastra fotografica, con la scala già preparata con pose crescenti in ragione geometrica; e per il confronto si adopera il *microfotometro* di Hartmann, di cui diamo ora un breve cenno.

Lo strumento consiste essenzialmente in due semimicroscopi, con un solo oculare comune e due obbiettivi posti ad angolo retto fra loro e rivolti l'uno verso il dischetto stellare, di cui si deve determinare l'annerimento, e l'altro verso la scala di confronto. Al luogo di congiunzione dei due semimi-

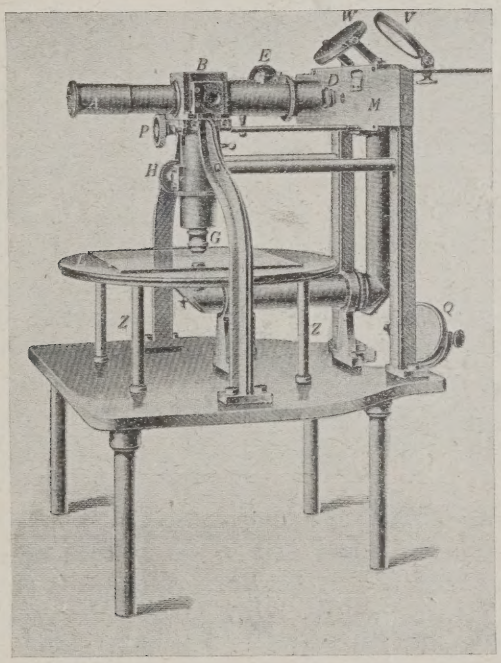


Fig. 46.
Microfotometro comparatore di Hartmann.

croscopi vi è un prisma a riflessione totale, in modo che i raggi provenienti da uno degli obbiettivi deviano di 90°, seguendo poi un percorso parallelo a quelli dell'altro obbiettivo ed avviandosi insieme verso l'oculare comune. In tal modo l'osservatore vede vicini, nello stesso campo, sia il disco stellare da esaminare, sia parte della scala di confronto; ed allora, muovendo un'opportuna vite, fa avanzare la scala stessa fino a che giudica raggiunta l'eguaglianza.

Hertzsprung [1] ha proposto di modificare il metodo costruendo una scala diretta degli annerimenti col porre dinanzi all' obbiettivo un reticolo a fili sottilissimi, paralleli ed equidistanti. In tal modo una stella genera sulla lastra fotografica (posta sempre fuori fuoco, per aver dischi di diametro sufficiente) un' immagine centrale, accompagnata da ambedue i lati da una serie d' immagini di diffrazione situate in direzione normale a quella dei fili del reticolo;

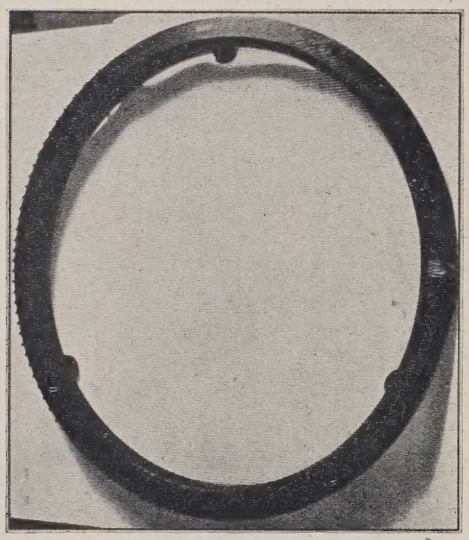


Fig. 47.
Reticolo di diffrazione a fili paralleli.
(Oss. di Greenwich).

Indicando con s la distanza tra gli assi di due fili consecutivi e con d il diametro dei fili, l' ottica fisica insegna che l' intensità luminosa dell' immagine centrale viene ridotta nel rapporto $\left(\frac{s-d}{s}\right)^2$ e quella delle immagini di diffrazione di posto n nel rapporto $\left(\frac{\sin n\pi \frac{d}{s}}{n\pi}\right)^2$.

Se l' intervallo tra due fili è uguale allo spessore dei fili stessi, come propone Hertzsprung, si ha $s = 2d$ e le due frazioni si riducono rispettivamente ad $\frac{1}{4}$ e $\left(\frac{\sin n \frac{\pi}{2}}{n\pi}\right)^2$.

---

[1] Cfr. *Vorschlag zur Festlegung der Photographischen Grossenskala.* « Astr. Nach. », Bd 186, n. 4452.

In altre parole, le immagini di posto pari si annullano, mentre, dalla formula di Pogson, segue immediatamente che la grandezza stellare dell'immagine centrale risulta aumentata di 1,505 e quella della prima immagine di diffrazione di 2,486.

Ciò posto, Hertzsprung prende una fotografia di una regione del cielo ricca di stelle di grandezza fotografica conosciuta (per es. del tipo *AO*), e poi ripete la fotografia sulla stessa lastra, con posa eguale, e dopo aver introdotto il reticolo. Fermandoci soltanto alla prima immagine diffrazionale, ogni stella di grandezza conosciuta m_p, ci darà allora tre dischi di differente annerimento, il primo corrispondente alla grandezza m_p, il secondo alla grandezza $m_p + 1{,}505$ ed il terzo alla grandezza $m_p + 2{,}486$. Se le stelle sono sufficientemente numerose, ne viene allora automaticamente formata una scala di annerimenti che servirà poi, per confronto, a determinare la grandezza fotografica delle stelle da misurare; ben inteso, adoperando sempre lo stesso tipo di lastre fotografiche, lo stesso strumento, la stessa durata di posa ed identico sfuocamento.

59. Metodo dei diametri (o Metodo fuocale). Esaminando una fotografia celeste, presa con lastra posta esattamente al fuoco chimico, appare evidente che le stelle più brillanti generano dischetti di diametro maggiore, rispetto a quelle più deboli. Il fenomeno sembra dovuto a molteplici cause, estrinseche (ad es. la scintillazione parallattica) ed intrinseche (imperfetto acromatismo chimico, diffrazione della luce, riflessione sui granuli d'argento contenuti nella gelatina ecc.) e quindi, dal lato quantitativo, varia secondo lo stato atmosferico, il cannocchiale adoperato e la qualità della lastra — riducendosi p. es. ad un minimo per le « Inalos » — e sopra tutto varia con la durata della posa: ma qualitativamente sussiste sempre.

Fin dai tempi di Bond (1857) sorse dunque naturale l'idea di dedurre le grandezze fotografiche delle stelle dalle misure dei diametri delle loro immagini; e la questione, studiata da molti astronomi moderni (Charlier, Scheiner, Kapteyn,

Turner ecc.) ha dato origine al metodo che passiamo ad esporre.

Analogamente a quanto si è detto poco fa, è necessario anzitutto di esaminare come vari il diametro, in funzione della grandezza fotografica per un dato tipo di lastre e per una medesima durata di posa. La via più semplice è sempre

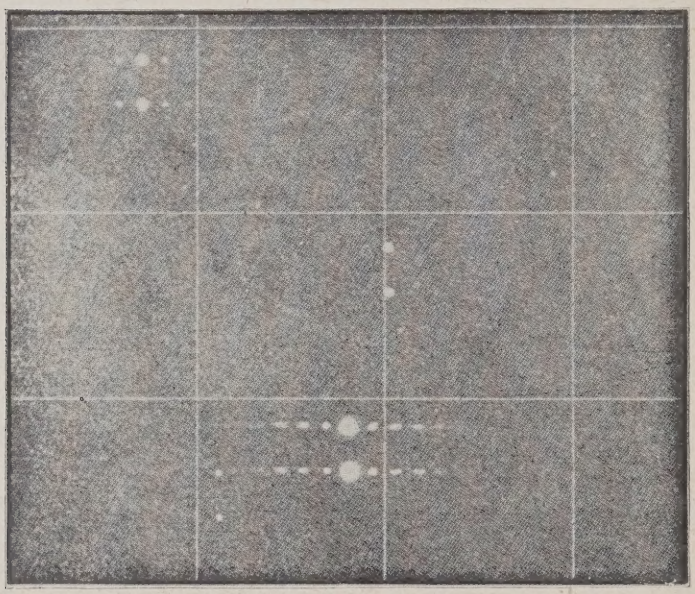


Fig. 48.
Immagini stellari di diffrazione ottenute col reticolo.
(Oss. di Greenwich).

quella di fotografare sopra una medesima lastra molte stelle di grandezza fotografica nota a priori (tipo *AO*) e ben differente tra loro e di costruire quindi un diagramma, prendendo per ascisse i diametri delle immagini e per ordinate le grandezze già note. Con interpolazioni se ne dedurrebbe poi la grandezza fotografica delle altre stelle, conservando naturalmente inalterato il tipo di lastra e la durata di posa.

Ma non sempre si hanno in campo stelle di grandezza nota, in numero sufficiente per ottenere un diagramma esatto ed esteso, in modo da evitare estrapolazioni; ed allora

occorre ricorrere ad artifici per aumentarne il numero. Così a Greenwich si fa uso del reticolo di Hertzsprung, già esaminato, ponendo però la lastra al fuoco, giacchè ora si tratta di determinare i diametri e non gli annerimenti. Più semplicemente, se si dispone di un riflettore, si può ridurre l'apertura dello specchio in proporzioni note servendosi di un diaframma, ciò che altera il diametro dei dischetti stellari impressi nella lastra fotografica, come se la grandezza di tutte le stelle fosse aumentata di una costante k facile a calcolarsi [1]. Con un rifrattore invece il procedimento riuscirebbe meno esatto giacchè, a parità di area scoperta, le parti centrali della lente obbiettiva assorbono più luce a causa del maggiore spessore ed il fenomeno si accentua per le brevi lunghezze d'onda per le quali il vetro è meno trasparente.

Dall'esame di un gran numero di prove, è emerso che il risultato delle osservazioni si può rappresentare con molta approssimazione per mezzo di formule assai semplici [2].

---

[1] Indicando con D e d l'apertura dello specchio prima e dopo l'introduzione del diagramma si ha, per la formula di Pogson:

$$k = m_2 - m_1 = 2{,}5 \log \frac{I_1}{I_2} = 2{,}5 \log \frac{D^2}{d^2} = 5 (\log D - \log d).$$

E cioè dopo l'introduzione del diaframma una stella di grandezza m_1 da una immagine eguale a quella data da una stella di grandezza $m_1 + k$ prima di aver introdotto il diaframma.

[2] Dal lato analitico il problema potrebbe studiarsi nel modo seguente. Sia D il diametro dell'immagine di una stella ed x la sua grandezza fotografica; sarà $x = f(D)$ dove f è la funzione da determinare. Aumentando tutte le grandezze di k con un filtro neutro o con un parziale diaframmamento dell'obbiettivo, ogni diametro D si riduce a D'; e la differenza $h = D - D'$ è funzione di D, si ha cioè $h = \varphi(D)$ dove la funzione φ risulta nota dall'esame delle lastre stesse. Avremo dunque:

$$(1) \quad x = f(D) \qquad (2) \quad x + k = f(D) \qquad (3) \quad D - D' = h = \varphi(D)$$

essendo nota φ ed f ignota.

Se k è molto piccolo, in modo da poter applicare il calcolo differenziale, la (2) ci dà paragonata con la (1)

$$(4) \qquad k = -\frac{df}{dD} h$$

Così Kapteyn, dal Catalogo fotografico del Capo di Buona Speranza, è giunto alla formula:

$$m_p = \frac{a}{b + D} \tag{34}$$

dove D indica il diametro delle immagini ed a e b sono quantità dipendenti unicamente dalla durata della posa e dalla qualità della lastra, e debbono quindi considerarsi come *costanti* per un dato tipo di lastre e per eguali durate di esposizione. Inutile aggiungere che esse si calcolano col metodo dei minimi quadrati, servendosi delle stelle di grandezza nota contenute nella lastra.

---

e quindi sostituendo al posto di h il suo valore dato da (3)

$$k = -\frac{db}{dD}\varphi(D). \tag{5}$$

Da questa equazione, separando le variabili, otteniamo:

$$df = -k\frac{dD}{\varphi(D)} \tag{6}$$

e quindi, integrando:

$$f(D) = -k\int_0^D \frac{dD}{\varphi(D)} + \text{cost} \tag{7}$$

dove la costante arbitraria si determina in modo che per le stelle del tipo AO la grandezza fotografica risulti eguale alla visuale.

Se k è grande dalle (1), (2) e (3) otteniamo:

$$x + k = f[D - \varphi(D)] \tag{8}$$

che paragonata con (1) ci dà l'equazione funzionale:

$$k = f[D - \varphi(D)] - f(D) \tag{9}$$

che può risolversi approssimatamente con i metodi dell'analisi.

Sopra un altro metodo di calcolo, proposto da H. Spencer Jones e J. Halm, cfr. *Report of the Investigation of Photographic Magnitude* in *Transaction of the International Astronomical Union* Vol. II (1925) pag. 88.

Charlier propone invece la formula:

$$m_p = a - b \log D \tag{35}$$

e Parkhurst

$$m = a - b \sqrt{D} \tag{36}$$

che hanno tutte il vantaggio di contenere due sole costanti. [1] Si comprende che, volendo aumentare i parametri, è facile ottenere formule che meglio corrispondano al diagramma delle osservazioni; ma si può domandare se sia utile complicare i calcoli, mentre il metodo non è suscettibile di grande esattezza.

Dal lato pratico, la valutazione dei diametri dei dischi stellari si compie facilmente con lo stesso macromicrometro usato per la misurazione delle lastre fotografiche; o, in mancanza, con un microscopio munito di scala graduata di confronto. Spesso però, specialmente a causa delle perturbazioni atmosferiche, le immagini hanno forma ellittica anzichè circolare, ed allora si assume come diametro la media dei due assi dell' ellisse.

Stetson [2] ha proposto di servirsi di una pila termoelettrica, disponendo schematicamente l' apparecchio nel modo seguente. Innanzi ad una lampadina elettrica viene posta una lente convergente che condensa i raggi sopra un diaframma il quale presenta un piccolo foro, in modo da lasciare scoperta una limitata regione della lastra fotografica avente la centro l' immagine stellare da misurare. Dopo attraversata la lastra, la luce — che evidentemente è tanto più indebo-

---

(1) Un' altra formula empirica fu proposta da A. Bemporad (cfr. Rend. Lincei 1923), per mezzo dell' equazione

$$D = a + b\,(m - m_0) + c\,(m - m_0)^2 + d\,(m - m_0)^3$$

dove a, b, c, d, m_0 sono costanti da determinarsi con stelle di grandezza nota.

(2) Cfr. Stetson, *On an apparatus and method for thermoelectric measurements in photographic photometry*, « Astroph. Journ. », vol. XLIII, pagg. 253 e 325.

lita per quanto è maggiore il diametro dell' immagine stellare — viene ad incontrare una seconda lente convergente che la condensa sopra una pila termoelettrica di argento e bismuto. La corrente generata si misura con un galvanometro di precisione e l' istrumento si tara con immagini di stelle di grandezza fotografica già nota ed in tal modo Stetson trova la formula approssimata:

$$m_p = a - b \sqrt[4]{\delta} \tag{37}$$

dove δ è la deviazione del galvanometro ed a e b sono costanti. Sarà inutile dire che lo strumento potrebbe anche servire quando si volesse adoperare il metodo degli annerimenti.

Termineremo questo paragrafo aggiungendo che per la scoperta delle stelle variabili, si usa con vantaggio il « *Blinkmicroscope* » (letteralmente: microscopio lampeggiante) strumento semplicissimo, costituito nel modo seguente. Due lastre fotografiche della stessa regione del cielo, prese in epoche differenti, vengono poste dinanzi a due obbiettivi ed illuminate ugualmente, mentre un apposito sistema di lenti fa in modo che le due immagini si sovrappongono e vengano osservate da un solo oculare. Ciò posto si copre alternativamente ora l' uno, ora l' altro obbiettivo, ed allora se una medesima stella comparisce nelle due lastre con diametro differente essa sembrerà lampeggiare. [1]

§ 4. - Fotometria Fotoelettrica - Radiometria.

60. Generalità. Mentre la fotometria fotografica ha il vantaggio di essere applicabile anche a stelle estremamente deboli, la fotometria fotoelettrica, che del resto è ancora nella sua infanzia, si restringe soltanto a stelle di notevole

---

[1] Per l' effetto Purkinje nelle lastre fotografiche citiamo i recenti lavori di Parkhurst e Ross in » Astroph. Journal » Vol. XLIX, L, LII LVI.

splendore. Ma, in compenso, i metodi fotoelettrici hanno il vantaggio di essere suscettibili di *altissima precisione*, permettendo di giungere al risultato con un *errore medio inferiore al centesimo di grandezza stellare*, ciò che sarebbe assolutamente impossibile con i metodi visuali e fotografici. Si comprende dunque la grande importanza della fotometria fotoelettrica, specialmente per lo studio delle stelle variabili con debole variazione di luminosità.

In linea di massima, possiamo dire che la fotometria fotoelettrica si fonda sopra due basi e cioè:

1° sulla diminuzione che presenta la resistenza elettrica del selenio cristallizzato quando è esposto alla luce;

2° sulla proprietà che hanno alcuni metalli alcalini (potassio, rubidio, cesio ecc.) di emettere elettroni quando sono colpiti dalla luce.

In conseguenza, per l' esecuzione di misure fotoelettriche abbiamo:

1° la cella al selenio, costruita dal Minschin nel 1895 ed impiegata con successo da Stebbins, che se ne servì per riconoscere il minimo secondario di Algol;

2° la cella fotoelettrica adoperata dapprima (1912) da Elster e Geitel e poi dallo Stebbins e dal Guthnick e diffusa ormai in molti osservatori astrofisici.

Questo secondo metodo presenta sul primo notevoli vantaggi e principalmente quello di essere applicabile anche a stelle poco luminose (con un equatoriale di 30 centimetri di apertura si arriva fino alla ottava grandezza, mentre con l' altro metodo, nelle stesse condizioni, occorre limitarsi alla terza), onde la cella al selenio sembra quasi destinata a scomparire dall' uso. Crediamo quindi opportuno di trattenerci di preferenza sulla cella fotoelettrica, dando solo qualche cenno del fotometro al selenio.

61. Fotometro al selenio. Schematicamente la cella al selenio consiste in due fili conduttori avvolti parallelamente in molteplici spire sopra un parallelepipedo di materia isolante, senza mai venire in contatto tra loro. La faccia del parallelepipedo, destinata ad essere esposta, alla luce si ri-

copre poi di selenio cristallizzato, ottenendo così un circuito chiuso la cui resistenza elettrica è grandissima, dell'ordine di qualche milione di ohm. Il sistema viene poi inserito in un Ponte di Wheatstone, di cui fa parte un accumulatore del potenziale di quattro o sei volts ed un galvanometro sensibilissimo.

Si regola la resistenza del ponte in modo che il galvanometro sia a zero quando la cella viene mantenuta nell' oscurità e si pone il parallelepipedo descritto nell' interno del cannocchiale, facendo cadere sulla faccia rivestita di selenio l' immagine di una stella largamente sfuocata onde abbracciare molte spire. La luce modifica allora la resistenza del selenio ed in consegueza si osserva una deviazione del galvanometro.

Per il buon funzionamento occorrono però numerose precauzioni e cioè:

1° una temperatura rigorosamente costante, giacchè la resistenza del selenio varia anche con la temperatura. Si provvede a tale necessità mantenendo la cella in un apparecchio refrigerante con ghiaccio e sale;

2° si deve utilizzare lo strumento soltanto quando esso è entrato nello stato di regime e quindi occorre fare agire la corrente qualche tempo prima di cominciare le osservazioni;

3° tra un' osservazione e l' altra è necessario lasciare per qualche minuto l' apparecchio all' oscuro, onde evitare eventuali fenomeni di « isteresi luminosa ».

62. Cella fotoelettrica. Preconizzata da Elster e Geitel fin dal 1893, la cella fotoelettrica fu portata a grande perfezione dal Guthnick e dal Prager che l' hanno impiegata con successo all' Osservatorio di Babelsberg, presso Berlino.

L' apparecchio si compone essenzialmente di tre parti e cioè:

1° la cella propriamente detta, con la sua custodia;

2° l' elettrometro;

3° le batterie di accumulatori per la carica dell' elettrometro e della cella.

Rimandando per maggiori dettagli costruttivi alla minuta esposizione fattane dal Guthnick stesso [1], ci limiteremo qui ad una descrizione sintetica dell' importante strumento.

La cella *M*, propriamente detta, consiste in una piccola ampolla di vetro, della forma di un' ordinaria lampada elettrica, che porta nel suo interno un anello di platino congiunto, con un filo conduttore, all' indice *X* di un elettrometro; indice posto tra due conduttori in comunicazione con i due poli di una batteria di accumulatori.

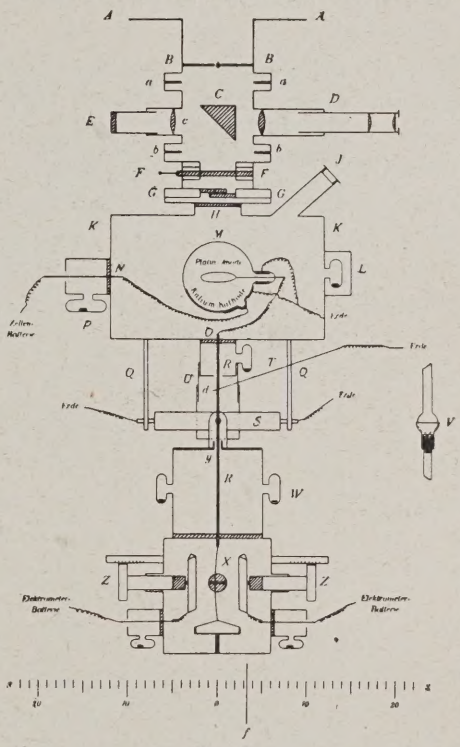


Fig. 49.
Schema della cella fotoelettrica dell' Oss. di Babelsberg.

Il fondo della cella *M* è ricoperto di uno strato di metallo alcalino, che si può caricare di elettricità negativa ponendolo in comunicazione col polo negativo *N* di una seconda batteria di accumulatori, il cui polo positivo è a terra. Di più, per impedire il passaggio di cariche elettriche lungo la superficie di vetro della cella, non solo essa è mantenuta in un ambiente asciutto, ma il catodo e l' anodo sono inoltre circondati, a qualche distanza, da anelli metallici in comunicazione col suolo.

---

[1] Cfr. *Veröffent der K. Sternwart zu Berlin-Babelsberg.* Band I, Heft 1 (1914).

La cella si trova racchiusa in una custodia K di protezione, nel cui interno si pongono dei sali igrometrici L per lo scopo indicato; e l'apparecchio può applicarsi all'ocu-

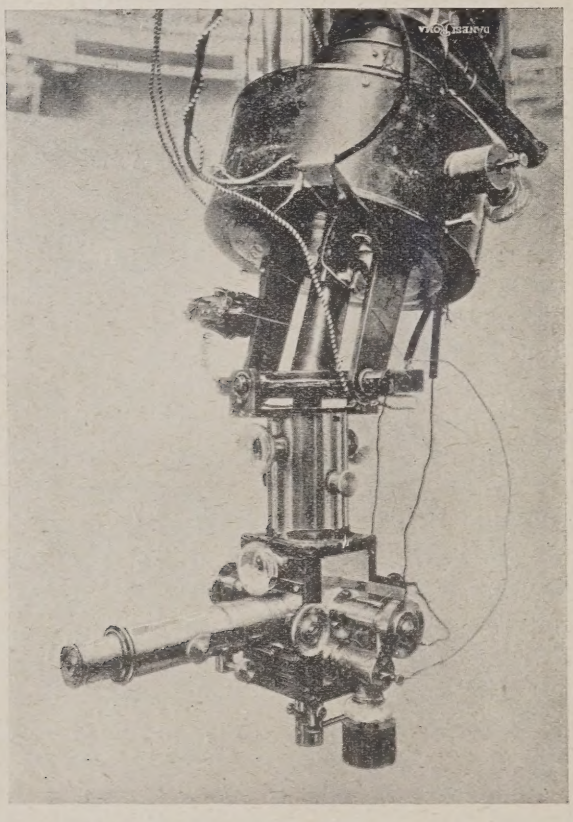


Fig. 50.
Cella fotoelettrica applicata all'equatoriale dell'Osservatorio dell'Università di Berlino (Babelsberg)

lare dell'equatoriale, in modo che la luce della stella da esaminare, passando attraverso ad un foro posto al fuoco dell'obiettivo, venga ad investire in pieno il catodo e cioè lo strato di metallo alcalino messo, come si è detto, in comunicazione col polo negativo N della batteria. Inoltre,

come appare dalla fig. 50, l'elettrometro è connesso con la custodia della cella, da cui pende liberamente per mezzo di una sospensione cardanica.

Ciò posto, è facile intendere come funzioni l'apparecchio.

Sotto l'azione della luce stellare, il catodo libera degli elettroni che investono l'anello di platino e modificano lo stato elettrico dell'indice dell'elettrometro X, che, in conseguenza, comincia a spostarsi sopra una scala graduata. L'astronomo, col cronometro, misura il tempo necessario per avere uno spostamento di un certo numero di divisioni, deducendone immediatamente la velocità media dell'indice dell'elettrometro, la quale dipende dal numero degli elettroni emessi dal catodo nell'unità del tempo, e quindi dall'energia luminosa che investe il catodo stesso. Anzi, tarando lo strumento con sorgenti artificiali di luce o con stelle di grandezza esattamente nota, si è constatato che la velocità media di spostamento dell'indice dell'elettrometro è, con molta approssimazione, proporzionale all'intensità della luce incidente, supposta monocromatica, ed il rapporto di proporzionalità — variabile naturalmente con la lunghezza d'onda — si chiama « *Caratteristica della Cella* ».

Nelle sue osservazioni, Guthnick portava il catodo ad un potenziale di circa 16 volts, mentre i due piatti dell'elettrometro avevano una differenza di potenziale di 14 volts; anzi, a tale proposito, il Guthnick fa osservare come, variando notevolmente la tensione del catodo, vari anche la « caratteristica » della cella, giacchè per forti potenziali si ionizza il gas contenuto nell'ampolla, in generale dell'elio a pressione di qualche frazione di millimetro. [1]

Infine, per quanto riguarda il funzionamento, dobbiamo aggiungere che, come avviene per l'occhio e per la lastra

---

[1] Tra i più importanti lavori compiuti con la cella, citiamo *A photoelectric study of Algol* di Stebbins, in « Astroph. Journal » Vol. LIII, dove il lettore potrà trovare molti dettagli riguardanti l'uso pratico di questo delicato apparecchio. Cfr. anche *The Photoelectric Photometer of the Lick Observatory and some results* in Bull. Lick Obs n. 349.

fotografica, anche *le celle fotoelettriche sono sensibili solo per una determinata regione dello spettro*, variabile secondo il metallo alcalino che si adopera. Più particolarmente da questo lato occorre distinguere:

1° le celle al sodio ed al potassio, che il Guthnick chiama « celle azzurro-violette », giacchè hanno il massimo di sensibilità per brevi lunghezze d'onda e precisamente per il sodio verso 3500 U. A. e per il potassio verso 4400 U. A.

2° le celle al rubidio ed al cesio, chiamate « celle azzurro-verdastre » giacchè il loro massimo di sensibilità si verifica per onde più lunghe, e precisamente verso 4800 U. A. per il rubidio e 5500 U. A. per il cesio. [1]

63. Radiometria. Gli strumenti radiometrici, capaci cioè di misurare *tutta l'energia radiante* che la stella invia all'obbiettivo del cannocchiale, essendo sensibili ad ogni radiazione dello spettro, sono:

1° il radiometro Nichols;

2° il bolometro a vuoto (Vacuum bolometer);

3° la coppia termoelettrica a vuoto (Vacuum thermocouple)

tra i quali, i due ultimi sono certamente i più sensibili; ed anzi, secondo il fisico americano W. W. Coblentz, che si è lungamente occupato di queste ricerche, la pila termoelettrica sembra notevolmente più sensibile del « vacuum bolometer ». Lo stesso Coblentz, giovandosi dello specchio di 92 centimetri di apertura del riflettore Crossley dell'Osservatorio di Lick, è riuscito a misurare con la pila termoelettrica l'energia emessa da stelle di sesta grandezza [2], risultato impossibile ad ottenere col radiometro di Nichols. Premessi questi cenni passiamo ad una sommaria descrizione degli apparecchi.

---

[1] Per maggiori dettagli cfr. *Color sensitiveness of photoelectric cells* di E. F. Seiler in « Astroph. Journal » Vol. LII.

[2] Cfr. Lick, « Observatory Bullet. », n. 266.

64. Radiometro di Nichols. Il radiometro, già preconizzato dal Boys nel 1888, fu usato con successo dal Nichols, nel 1906, all' Osservatorio di Yerkes [1].

L' apparecchio consiste essenzialmente di un parallelepipedo di bronzo cavo, delle dimensioni di cm. $10 \times 5 \times 5$, nel cui interno pende un filo sottilissimo di quarzo del diametro di pochi millesimi di millimetro. Il filo porta sospeso un braccio trasversale, avente agli estremi due lamine di mica annerite del diametro di circa due millimetri. All' estremo inferiore del filo, a modo di peso tensore, è poi attaccato uno specchietto destinato a riflettere sopra una scala graduata, posta a circa due metri di distanza, un raggio di luce che serve da indice.

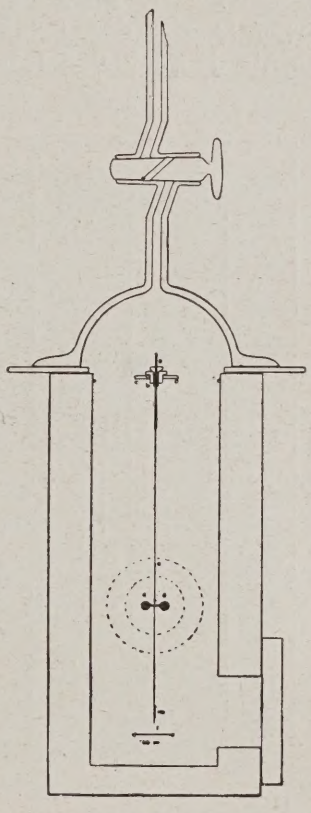


Fig. 51.
Schema del radiometro di Nichols. (Fronte).

Nell' interno dell' apparecchio si pratica il vuoto e lo strumento si pone verticalmente sopra un solido sostegno a muro, in modo che il filo di quarzo penda liberamente e sia protetto da ogni oscillazione. Dei fori del parallelepipedo, chiusi a perfetta tenuta d' aria mediante lamine di fluorite — sostanza diatermana, cioè trasparente per le maggiori lunghezze d' onda — per-

---

[1] Cfr. « Astroph. Journal », vol. XIII (1901), per una minuta descrizione dell' apparecchio Nichols. Recentissime misure furono eseguite da Abbot a Mt. Wilson: cfr. *Radiometer Measurements of Stellar Energy Spectra* in « Astroph. Journ. », vol. LX (1924).

mettono l' ingresso dei raggi luminosi della stella da esaminare, come pure del raggio destinato a fare da indice dopo la riflessione sullo specchietto. L' insieme del filamento di quarzo, del braccio trasverso, delle laminette di mica e del piccolo specchio ha un peso di pochi milligrammi.

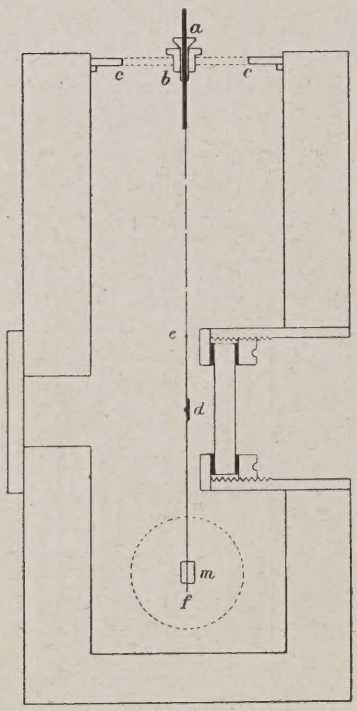


Fig. 52.
Schema del radiometro di Nichols. (Fianco).

Messo l' apparecchio in posizione, si fanno cadere i raggi della stella da esaminare sopra una delle laminette di mica, servendosi di un grande specchio mosso da un movimento di orologeria; e, per ogni sicurezza, l' osservatore, che si trova a qualche metro di distanza munito di un piccolo cannocchiale, guarda nell' interno dell' apparecchio per mezzo di un foro opposto a quello da cui entrano i raggi, in modo da accertarsi che questi siano tutti arrestati dalla laminetta Allora, sotto la pressione dell' energia radiante, il filo di quarzo ruota intorno al proprio asse, torcendosi, ed il raggio indice, riflesso dallo specchietto appeso al filo, si sposta sulla scala graduata, che viene esaminata da un secondo osservatore. Al solito, l' apparecchio può tararsi col mezzo di sorgenti artificiali di energia radiante. Nichols per es. trovò che, sotto l' azione di una candela distante m. 8,30 dalla laminetta di mica, si aveva uno spostamento dell' indice sulla scala di mm. 7,5; ciò che corrisponderebbe ad uno spostamento di mm. $7{,}5 \times 8{,}30^2 = 520$ per la stessa candela alla distanza di un metro. Tutto ciò però nel caso in cui la radiazione della candela cada liberamente sopra la lami-

netta; se invece essa si fa prima raccogliere dallo specchio parabolico, Nichols trova che, nell' apparecchio da lui adoperato, la quantità di energia radiante ricevuta dalla laminetta è 94968 volte maggiore, ciò che darebbe una deviazione di $520 \times 94968 = 49380000$ mm. Poichè dalle osserva-

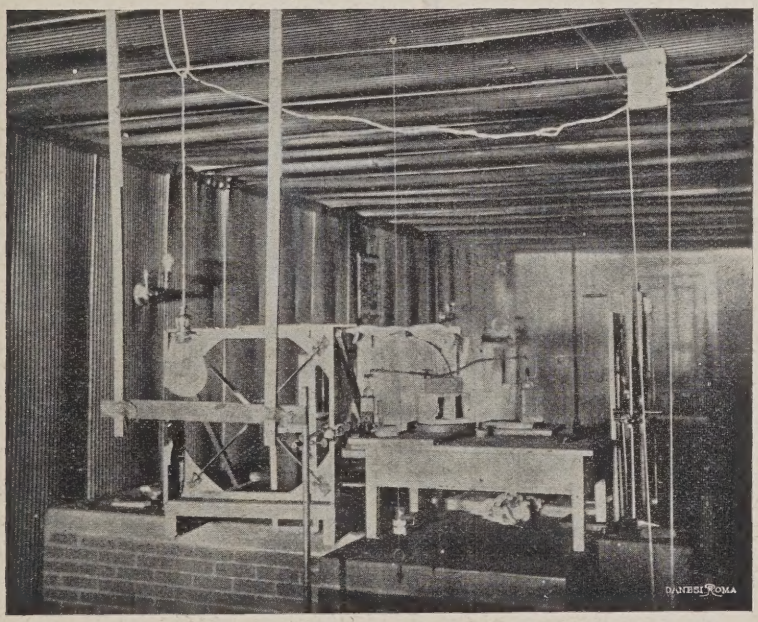


Fig. 53.
Radiometro dell' Osservatorio dell' Università di Chicago (Yerkes).

zioni risultava che, sotto la radiazione di Arturo concentrata dallo specchio, si aveva una deviazione di mm. 0,53, ne seguiva che la radiazione di Arturo aveva un' energia cento milioni di volte minore di quella di una candela alla distanza di un metro, e cioè pari a quella di una candela posta a dieci chilometri. Inutile aggiungere che si parla qui dell' energia radiante totale da non confondersi con l' energia luminosa: basta infatti ricordare quanto fu detto nel capitolo primo di questa seconda parte, per compren-

dere che, a causa della bassa temperatura, solo una piccola frazione dell' energia irradiata da una candela è sensibile al nostro occhio [1].

65. Bolometro a vuoto (Vacuum bolometer). Vedemmo al n. 48 come il bolometro si fondi sopra l' incremento che subisce la resistenza elettrica dei metalli quando s' innalza la temperatura, incremento che è di circa un trecentesimo per ogni grado centigrado. Nel caso di misure stellari, data la piccola quantità di energia radiante che possiamo raccogliere anche con i maggiori telescopi, non è permesso di disperderla con un prisma, muovendo poi il filamento metallico lungo lo spettro, come si fa per il Sole. Occorre invece che tutta l' energia venga concentrata al fuoco dove si pone

---

[1] Per eseguire solo un calcolo sommario, indicando con q la parte di energia radiante sensibile all' occhio, si ha dalla formula approssimata del WIEN, ammettendo per maggiore semplicità che il coefficiente di sensibilità sia sempre eguale ad 1 nei limiti dello spettro visibile:

$$(1) \qquad q = \frac{\int_{4000}^{7000} \lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda T}} d\lambda}{\int_{0}^{\infty} \lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda T}} d\lambda}.$$

Integrando per parti ed eseguendo alcune riduzioni immediate, abbiamo:

$$(2) \qquad q = \frac{c^3}{T^3} \left[\frac{1}{6\lambda^3 e^{\frac{c}{\lambda T}}} + \frac{T}{2c\lambda^2 e^{\frac{c}{\lambda T}}} + \frac{T^2}{c^2 \lambda e^{\frac{c}{\lambda T}}} + \frac{T^3}{c^3 e^{\frac{c}{\lambda T}}} \right]_{\lambda=4000}^{\lambda=7000}.$$

Ponendo, in cifra tonda, per una candela $T = 1000$ ed essendo $c = 143.10^6$ si trova, eseguendo il calcolo numerico che non presenta difficoltà, che appena un decimillesimo dell' energia totale irradiata risulta sensibile all' occhio umano. Così si spiega l' apparente paradosso che una candela a dieci chilometri di distanza, pur essendo quasi invisibile in condizioni ordinarie, irradi come una stella di prima grandezza.

la laminetta annerita del bolometro, ed è pure necessario che questa laminetta sia di *massa estremamente piccola* onde una tenue quantità di calore basti per aumentarne la temperatura in modo sensibile al galvanometro [1]. In generale si usa un' asticella di platino larga qualche decimo di mil-

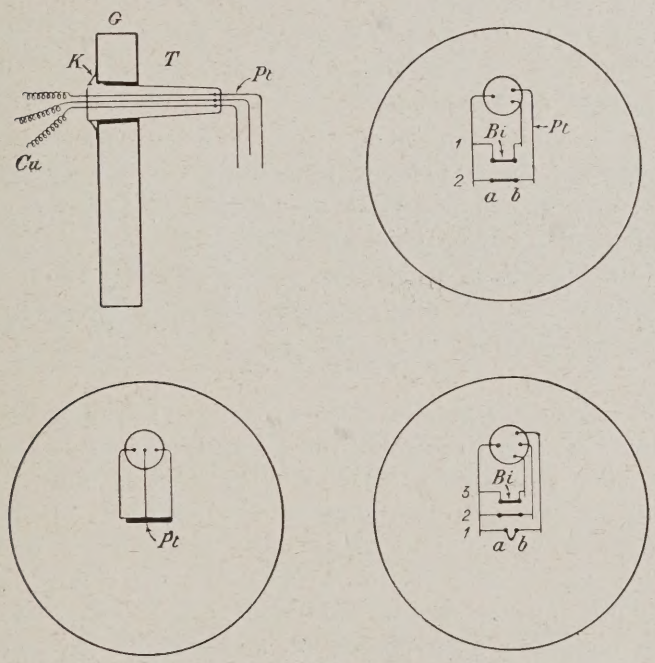


Fig. 54.
Dettagli del Bolometro a vuoto e della termocoppia.

limetro — in modo da contenere sicuramente l' immagine fuocale della stella esaminata — e dello spessore minore di un centesimo di millimetro, la quale viene racchiusa in una custodia che si pone al fuoco del telescopio. La faccia anteriore della custodia, donde entrano i raggi raccolti dall' obbiettivo, è chiusa da una lamina di fluorite a tenuta d' aria, come nel caso del radiometro, mentre la faccia

---

(1) Cfr. Buchwald, « Ann. der Phis. », 1910.

posteriore è formata da una lastra di vetro dietro cui si pone un prisma a riflessione totale, connesso con un piccolo cannocchiale che esce lateralmente dal telescopio, in modo da permettere all' astronomo di verificare, a volontà, se l' immagine fuocale della stella cada esattamente sull' asticella bolometrica.

Onde impedire che la temperatura dell' asticella subisca variazioni per eventuali movimenti d' aria, si fa il vuoto nell' interno della custodia, mantenendolo per es. con l' evacuatore a calcio metallico, secondo il metodo usato dal Coblentz per la pila termoelettrica [1]. Inutile aggiungere che l' asticella del bolometro viene inserita in un ponte di Wheatstone, di cui fa parte un galvanometro munito di specchietto sul quale si riflette un raggio di luce che viene poi a cadere sopra una scala graduata, posta a qualche metro di distanza, funzionando da indice.

66. Coppia termoelettrica a vuoto (Vacuum thermocouple). La pila termoelettrica [2] si fonda sulla scoperta del Seebeck, il quale trovò che prendendo un circuito chiuso, composto di due metalli differenti, e riscaldando una delle saldature tra i due metalli, si genera la corrente elettrica nel circuito stesso. Su questo fatto, Nobili costruì la sua pila termoelettrica, saldando insieme, in serie, più coppie composte ciascuna di un' asticella di bismuto con una di antimonio e disponendole in modo che le saldature di posto dispari potessero assumere una temperatura più elevata delle corrispondenti saldature di posto pari.

Per le stelle è vantaggioso di adoperare una semplice *termocoppia*, formata di due filamenti di metalli differenti ed estremamente sottili affinchè basti una piccola quantità

---

(1) Cfr. « Lick Obs. Bull. », n. 266.

(2) Per maggiori dettagli sulla pila termoelettrica si confronti qualsiasi buon trattato di Fisica. Citiamo ad es. per i lettori: CANTONE, *Corso di Fisica*, Napoli (1913); ROITI, *Elementi di Fisica*, Firenze (1904); GRIMSEHL, *Lèhrbuch der Physik*, Leipzig, Teubner, 1923 ecc.

di calore per riscaldarne la saldatura. W. W. Coblentz [1] usa come componenti il bismuto ed una lega di bismuto e stagno, oppure il bismuto ed il platino e sulla saldatura tra i due filamenti fa aderire un piccolo dischetto metallico (che chiama « ricevitore » e a cui da un diametro di circa un quarto di millimetro) sul quale fa cadere l' immagine fuocale della stella, raccolta al fuoco d' un grande telescopio, affinchè comunichi alla saldatura stessa il calore ricevuto. L' apparecchio è racchiuso in una custodia analoga a quella

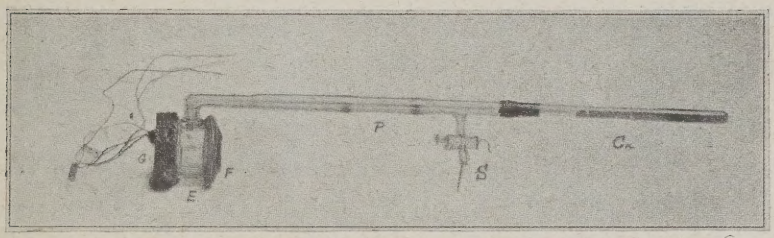


Fig. 55.
Coppia termoelettrica montata.
(Osservatorio dell' Università di California-Lick).

esaminata per il « Vacuum bolometer », con le particolarità già descritte, e nella quale si mantiene il vuoto, come vedemmo per il « Vacuum bolometer ». Nell' apparecchio usato dal Coblentz, al fuoco del riflettore Crossley di 92 centimetri di apertura, la deviazione prodotta da Arturo sulla scala del galvanometro — della sensibilità di 10^{-10} ampères — era di 84 mm., e cioè si aveva una sensibilità circa 150 volte maggiore del radiometro Nichols. In tal modo il Coblentz potè misurare l' energia raggiante anche di stella di sesta grandezza, ed anzi — poichè nei laboratori di fisica esistono galvanometri fino a 10^{-11} ampères e poichè sarebbe possibile costruire una pila termoelettrica due volte più sensibile di

---

[1] Cfr. « Bull. Lick Observ. », n. 226. Cfr. anche E. Pettit e B. Nicholson, *The application of vacuum thermocouples to problems of Astrophysics* in « Astroph. Journ. » vol. LVI.

quella adoperata all' Osservatorio di Lick — egli crede che la sensibilità del suo apparecchio potrebbe rendersi venti volte maggiore.

Aggiungiamo ancora che, per un esame qualitativo delle radiazioni, il Coblentz si servì di uno strato di acqua distillata dello spessore di un centimetro, strato completamente opaco alle radiazioni infrarosse con lunghezza d' onda maggiore di 14000 U. A., e che era contenuto in un recipiente

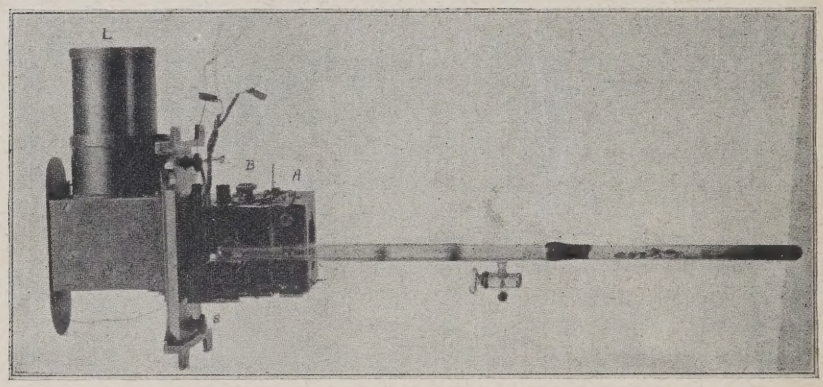


Fig. 56.
Coppia termoelettrica pronta per essere applicata al riflettore Crossley dell' Osservatorio di Lick.

di vetro a forma di parallelepipedo (*Water cell*) che si poteva porre, a volontà, dinanzi alla coppia termoelettrica. In tal modo egli trovò che nelle stelle rosse (tipo *M*) la parte trasmessa attraverso la « water cell » era dal 25 $^0/_0$, in quelle gialle (tipo *G*) del 48 $^0/_0$ ed in quelle bianche (tipi *A* e *B*) saliva al 60 $^0/_0$ ed anche al 70 $^0/_0$. Il fenomeno, del resto, è evidente dopo quanto fu detto nei Fondamenti Scientifici della Fotometria, giacchè nelle stelle rosse, a causa della temperatura più bassa, la parte infrarossa dello spettro è assai più sviluppata che nelle stelle gialle ed azzurre.

Termineremo dicendo che, secondo il Coblentz, la quantità totale di energia radiante che tutte le stelle, raccolte insieme, inviano sopra un centimetro quadrato di superficie terrestre esposto normalmente è così piccola, da richiedere

più di un secolo per aumentare di un grado centigrado la temperatura di un centimetro cubo di acqua [1]. In altre parole mentre, come si sa, la radiazione solare sopra un centimetro quadrato di superficie terrestre è di una piccola caloria ogni mezzo minuto primo, la radiazione di tutte le stelle raccolte insieme avrebbe l'energia di una piccola caloria ogni secolo.

67. Relazione tra le grandezze visuali e le grandezze bolometriche. Indice bolometrico. Termineremo questo paragrafo mostrando come — nell'ipotesi che le stelle irradino come radiatori perfetti — esista una semplice relazione tra la grandezza bolometrica e la grandezza visuale, paragonabile all'altra già esaminata tra la grandezza visuale e la grandezza fotografica [2].

A tale scopo, per analogia con la nozione già introdotta di « indice del colore », chiameremo col nome di « *indice bolometrico* » la differenza $k = m_\beta - m$ tra la grandezza bolometrica e la grandezza visuale di una stessa stella. D'altra parte ricorderemo che l'energia radiante E è legata alla grandezza stellare dalla formula del Pogson:

$$m = \text{costante} - 2{,}5 \log_{10} E = \text{costante} - 1{,}085 \log_e E \tag{38}$$

da cui si ottengono le grandezze visuali, fotografiche o bolometriche, sostituendo rispettivamente, al posto di E, l'energia visuale, fotografica o bolometrica (cfr. n. 48). Servendoci della formula di Wien (n. 47) per il corpo nero, la (38) si trasforma con alcuni calcoli [3] nella:

$$k = \text{costante} - 0{,}00019 \frac{h}{T} + 10{,}0 \log_{10} \frac{h}{T} \tag{39}$$

---

(1) Cfr. op. cit.

(2) Cfr. ARMELLINI, *Sopra la differenza tra la grandezza visuale e la grandezza bolometrica delle stelle in relazionè alla temperatura assoluta*. Rend. Lincei, 1926, II, 9. Cfr. anche HOPMANN, *Bolometrische und Kolorimetrische Grossen*. « Astr. Nachr. ». Bd 222 (1924).

(3) Sostituendo nella (38), al posto di E, l'energia visuale E_v e l'energia

dove si ha $h = 143.10^6$ come al n. 47. Scegliendo la costante additiva ([2]) in modo da avere $k = 0$ per $\frac{h}{T} = 24.10^3$ come fa l' Hopmann, otteniamo la seguente tabella dei valori dell' indice bolometrico:

$\frac{h}{T}$	k	$\frac{h}{T}$	k	$\frac{h}{T}$	k	$\frac{h}{T}$	k
$0{,}5.10^4$	$-3{,}19$	$1{,}0.10^4$	$-1{,}14$	$2{,}0.10^4$	$-0{,}03$	$3{,}0.10^4$	$-0{,}17$
0,6	$-2{,}60$	1,2	$-0{,}73$	2,2	$-0{,}00$	3,5	$-0{,}45$
0,7	$-2{,}12$	1,4	$-0{,}44$	2,4	$-0{,}00$	4,0	$-0{,}82$
0,8	$-1{,}73$	1,6	$-0{,}24$	2,6	$-0{,}03$	5,0	$-1{,}75$
0,9	$-1{,}41$	1,8	$-0{,}11$	2,8	$-0{,}09$	6,0	$-2{,}86$

che mostra che le *grandezze bolometriche sono generalmente inferiori alle grandezze visuali.*

---

bolometrica E_β, sottraendo e derivando, si ottiene:

$$\frac{dk}{dT} = 1{,}085\left[\frac{1}{E_\nu}\frac{dE_\nu}{dT} - \frac{1}{E_\beta}\frac{dE_\beta}{dT}\right]. \tag{1}$$

Posto $\lambda = \frac{1}{x}$ la formula di Wien (n. 47) diviene:

$$E_\beta = C\int_0^\infty x^3 e^{-\frac{hx}{T}}\,dx \tag{2}$$

essendo C una costante moltiplicativa, dalla quale, eseguendo i calcoli, risulta semplicemente:

$$\frac{1}{E_\beta}\frac{dE_\beta}{dT} = \frac{h}{T^2}\frac{\int_0^\infty x^4 e^{-\frac{h}{xT}}\,dx}{\int_0^\infty x^3 e^{-\frac{h}{xT}}\,dx} = \frac{h}{T^2}\frac{\frac{4T}{h}\int_0^\infty x^3 e^{-\frac{h}{xT}}\,dx}{\int_0^\infty x^3 e^{-\frac{h}{xT}}\,dx} = \frac{4}{T}. \tag{3}$$

Analogamente si ha per l'energia visuale:

$$E_\nu = C'\int_0^\infty s(x)x^2 e^{-\frac{hx}{T}}\,dx \tag{4}$$

§ 5. - Colorimetria.
Distribuzione dell' energia nello spettro.

Insieme con la determinazione della grandezza, ha molta importanza l' esame del colore delle stelle, giacchè esso si ricollega con la loro natura fisica ed, in modo particolare, con la loro temperatura. Già del resto, indipendentemente da ogni considerazione teorica, Hagen, Osthoff e Lau avevano osservato che « *le stelle assumono soltanto quei colori che si riscontrano nella scala di raffreddamento dei metalli incandescenti* ».

---

essendo C' una costante moltiplicativa ed $s(x)$ il coefficiente di sensibilità dell' occhio per la lunghezza d' onda $\lambda = \frac{1}{x}$. Con facili calcoli otteniamo allora

$$\frac{dE_\nu}{dT} = \frac{C'h}{T^2} \int_0^\infty s(x) x^4 e^{-\frac{hx}{T}} dx . \tag{5}$$

D' altra parte, chiamando con X l' ascissa del baricentro del diagramma dell' energia visuale dato dalla (4), si ha per noti teoremi di statica:

$$X = \frac{C'}{E_\nu} \int_0^\infty s(x) x^4 e^{-\frac{hx}{T}} dx \tag{6}$$

e quindi la (5) diviene:

$$\frac{1}{E_\nu} \frac{dE_\nu}{dT} = \frac{T^2}{h} X .$$

Ora, poichè la massima sensibilità dell' occhio ha luogo per 5700 U. A. si può prendere, con molta approssimazione, $X = \frac{1}{5700}$ con che la (1) di questa nota, diviene:

$$\frac{dk}{dT} = 1{,}085 \left[\frac{h}{5700 T^2} - \frac{4}{T} \right] \tag{8}$$

da cui, integrando, si ottiene la (39) del testo.

(2) Osserviamo che la scelta della costante arbitraria corrisponde a porre $k = 0$ per il Sole, per il quale avendosi $T = 6000$ circa risulta $\frac{h}{T} = 24.10^3$.

Teoricamente il colore con cui ci apparisce una stella dipende dalla distribuzione di energia nello spettro visivo; che anzi nell' ipotesi — certamente valida in prima approssimazione — che l' astro irradi come un radiatore perfetto, la conoscenza del colore basta per determinare completamente la distribuzione stessa. Si comprende dunque l' utilità di questo studio [1].

68. Colorimetria visuale. Per premettere un brevissimo cenno storico, ricordiamo come Tolomeo dichiari che le stelle abbiano generalmente un colore giallo e citi soltanto sei stelle (Aldebaran, Antares, Arturo, Betelgeuse, Procione e Sirio) aventi un colore rossiccio (ὑπόκιῤῥος). Abbiamo già detto, di passaggio, che questa ultima affermazione ha sollevato molte discussioni, sembrando difficile di ammettere che Sirio, in soli duemila anni, sia passato al colore attuale, bianco azzurrognolo. Lo Schjellerup crede anzi che i copisti abbiano erroneamente interpretato la vera dicitura καὶ σείριος (cioè: detto anche Sirio) in ὑπόκιῤῥος (rossiccio); ma in ogni caso occorre osservare che, circa un secolo *prima* di Tolomeo, il filosofo Seneca (2-66 d. G. C.) aveva dichiarato Sirio più rosso di Marte [2].

Dopo Tolomeo, non possiamo segnalare nessun progresso importante in colorimetria fino, si può dire, al principio del secolo XVIII, quando Mariotte cominciò a distinguere le stelle bianco-azzurrognole dalle bianco-giallastre.

Successivamente W. Herschel compì nuove ricerche ed oggi l' osservazione *visuale* dei colori stellari si sa eseguire con molta precisione.

---

(1) Cfr. WILSING, *Messungen der Farben, der Helligkeiten und der Durchmesser der Sterne mit anwendung der Planckschen Strahlunsgleichung*. Pubb. der « Astr. Obser. zu Potsdam », 76 (1920).

(2) *Aerior Caniculae rubor, Martis remissior, Iovis nullus*. SENECA, « Quaest. Nat. ». Si vedano a questo proposito gl' interessanti articoli di T. J. J. SEE, *Historical Researches indicating a change in the color of Sirius* in « Astr. Nachr. », Bd. 229 e DITTRICH, « Astr. Nach. » 5542.

A tale scopo rammenteremo che, dal lato puramente descrittivo, l' esame dei colori si fonda sopra la determinazione delle due caratteristiche seguenti:

1) *Qualità o tono* (per es. giallo, verde, rosso ecc.).

2) *Saturazione* (per es. pallido, cupo, fosco ecc.).

Si comprende quindi che per una rappresentazione completa occorre servirsi di due parametri o, graficamente, di una *scala bidimensionale.*

A questo fine NEWTON adoperava un cerchio, ma, secondo la proposta del P. HAGEN, è preferibile usare una sfera di cui uno dei poli, per es. il nord, rappresenta il bianco, il polo opposto il nero, mentre lungo l' equatore vengono indicati i colori normali dello spettro solare. In tal modo l' emisfero nord conterrà tutti i colori pallidi, quello sud i colori cupi od ombrosi (sombres), un meridiano un tono costante, un parallelo una saturazione costante, ed un colore sarà perfettamente individuato, in tono e saturazione, dando le due coordinate del punto che lo rappresenta sulla sfera di Hagen.

Praticamente però non occorre tanta generalità, giacchè le stelle assumono in realtà solo un piccolo numero di colori. Così molti astronomi inglesi hanno semplificato la scala bidimensionale scegliendo sei colori fondamentali e cioè rosso *R* (red), aranciato *O* (orange), giallo *Y* (yellow), verde *G* (green), azzurro *B* (bleu) e violetto *V* (violet) ed aggiungendo inoltre le lettere *W* od *S* secondo che si tratta di un colorito pallido (white = bianco) oppure cupo (sombre = fosco). In tal modo, col solo rosso, possiamo formare per es. le tinte seguenti

RW WR R SR RS

e cioè bianco rossastro, rosso biancastro, rosso, rosso cupo e nero rossastro [1].

Ciò non ostante, la maggioranza degli astronomi, desiderosa di maggiore semplicità, ha abbandonato la scala bidimensionale per servirsi di una *scala lineare*, o monodimen-

---

[1] Occorre ricordare che nelle lingue anglosassoni l' aggettivo, che modifica, precede il sostantivo principale.

sionale, la cui idea si deve ad ARGELANDER, che scelse come colori fondamentali il rosso, l'arancio, il giallo e l'azzurro e v'inserì, come ausiliario, il bianco ponendolo tra il giallo e l'azzurro e cioè nella regione dello spettro solare occupata dal verde.

Questa scala è stata in massima adottata dal MÜLLER e KEMPF nella Photometrische Durchmusterung di Potsdam, dove i due autori adoperano i simboli *W* (Weiss = bianco), *G* (Gelb = giallo) ed *R* (Roth = rosso) con l'aggiunta dei segni + e — per indicare colori situati a destra (verso il rosso) o a sinistra (verso il bianco) del tono principale. Così *W* + indica un bianco tendente al giallo, *G* — un giallo pallido ecc.

Più recentemente OSTHOFF e quindi HAGEN hanno proposto una scala numerica in cui lo zero indica il bianco, i numeri negativi indicano i colori tendenti verso il bleu, i numeri positivi quelli tendenti verso il rosso. E precisamente il bleu puro si rappresenta con — 3, il bianco con 0, il giallo con 3, l'arancio con 6 ed il rosso con 9, mentre i numeri intermedi rappresentano colori intermedi. Noi daremo a questo numero il nome di « *Grado colorimetrico di Hagen* » e di esso ci varremo per i confronti opportuni [1].

In pratica, per la determinazione effettiva dei colori stellari si adoperavano in passato i *colorimetri* (Cfr. n. 54), ma oggi tali strumenti sono abbandonati e lo studio visuale dei colori si fa direttamente, paragonando ad occhio — armato o no di cannocchiale — la stella da esaminare con altre stelle di confronto, tratte sia dalla *Photometrische* di Potsdam, sia dal catalogo di *Osthoff* « *Die Farben der Fixsterne* » (Astr. Nach. Bd. 153) sia, preferibilmente, dalla memoria sui « Colori Stellari » (Pubb. Spec. Vat. III) dove il P. HAGEN riporta il catalogo colorimetrico del P. B. SESTINI, ponendolo a riscontro con quello di Osthoff, con quello di KRUGER (Katalog der farbigen Sterne, Kiel 1893) e con la Phot. Durch [2].

---

[1] Per maggiori schiarimenti si consulti l'opera *I colori Stellari* del P. HAGEN, Pubbl. Spec. Vaticana, serie II, n. 4II.

[2] Per le differenze tra le stime colorimetriche di Hagen e quelle di Kruger, di Osthoff e di Sestini cfr. G. ARMELLINI CONTI, *Sul confronto dei Cataloghi Colorimetrici* in Rend. Lincei 1927 (1° sem.).

69. Equivalenti del colore. Lo studio visuale dei colori stellari, oltre ad essere interamente soggettivo, può eseguirsi soltanto per stelle non troppo deboli e cioè tali che, osservate con un buon equatoriale, appariscono così lucenti da poterne facilmente esaminare il colore. Si comprende quindi il vantaggio che si ricava sostituendo la retina dell' occhio umano con la lastra fotografica, la quale, oltre ad essere più obbiettiva, può giungere anche a stelle estremamente deboli, purchè si prolunghi sufficientemente la durata di esposizione.

Per soddisfare a tale desiderio, gli astronomi si sono proposti di ricercare delle caratteristiche, chiamate « *equivalenti del colore* » giacchè sono strettamente legate col colore stesse, e cioè:

1° *L' indice del colore;*

2° *Il rapporto dei tempi di esposizione;*

3° *La lunghezza d' onda effettiva,*

e di esse passiamo ora ad occuparci.

L' *indice del colore (colour index)*, immaginato da Schwarzschild ed oggi largamente in uso, è scientificamente fondato sopra l' ipotesi che le stelle irradino come un radiatore perfetto (corpo nero), giacchè in tal caso la distribuzione di energia nello spettro, e quindi il colore, la temperatura effettiva ecc., risultano determinate (Cfr. n. 46) se si conosce il rapporto delle energie emesse in due regioni qualunque dello spettro stesso. A tale scopo si misura la grandezza fotografica m_p su lastre ordinarie (cioè col massimo di sensibilità verso 4500 U. A., nell' azzurro) e quindi la grandezza visuale m (ottenuta sia otticamente, sia fotovisualmente con lastre pancromatiche e filtro giallo in modo da avere il massimo di sensibilità verso 5600 U. A., nel giallo, in coincidenza con la massima sensibilità dell' occhio umano) e si *da il nome di « indice del colore » all' eccesso della grandezza fotografica sopra la grandezza visuale o fotovisuale:* $c = m_p - m$.

Chiamando allora con l' indice 1 i dati relativi ad una stella qualsiasi di confronto e con I_g ed I_a l' intensità di energia radiante nel giallo e nell' azzurro, abbiamo con

molta approssimazione dalla formola di Pogson:

$$m_p - m_{1p} = -2{,}5 \log \frac{I_a}{I_{1a}} \tag{40}$$

$$m - m_1 = -2{,}5 \log \frac{I_g}{I_{1g}} \tag{41}$$

da cui, sottraendo, ricaviamo per l'indice del colore c:

$$c = m_p - m = m_{1p} - m_1 + 2{,}5 \log \frac{I_{1a}}{I_{1g}} - 2{,}5 \log \frac{I_a}{I_g} \tag{42}$$

cioè:

$$c = \text{costante} - 2{,}5 \log \frac{I_a}{I_g} \tag{43}$$

Per convenzione internazionale, la costante si sceglie in modo che si abbia $c = 0$ *per le stelle bianche, del tipo AO e di sesta grandezza*, ciò che del resto s'accorda col fatto che per le stelle bianche la grandezza fotografica è eguale, per convenzione, alla grandezza visuale. Si vede ancora, dalla (43), che l'indice del colore risulterà *negativo per le stelle azzurre*, essendo la loro intensità nell'azzurro maggiore che nel giallo, mentre viceversa sarà *positivo per le stelle gialle ed aranciate*.

Ma, oltre a questa relazione evidente tra *indice del colore e colore stesso*, ed a quella, già esaminata al n. 49, tra *l'indice del colore e temperatura effettiva*, l'osservazione ha mostrato che esiste pure un legame tra *indice del colore e tipo spettrale*. Questo fatto, rimasto per molti anni oscuro, è oggi perfettamente spiegato dalla teoria del fisico indiano Megh Nad Saha, secondo cui il *tipo spettrale*, e cioè l'insieme delle particolarità che caratterizzano le righe dello spettro, *dipende dal grado di ionizzazione dello strato assorbente* che circonda la fotosfera stellare e quindi dalla temperatura e dalla pressione dello strato stesso. In tal modo l'indice del colore e il tipo spettrale vengono ad essere collegati per il tramite della temperatura, ma la dipendenza sarà diversa secondo la pressione e quindi secondo che si tratti di una stella gigante o di una stella nana.

Sopra analoghe considerazioni è fondato il *metodo del rapporto dei tempi di esposizione*, che consiste nel prendere due fotografie della stessa stella, l'una con lastra ordinaria e l'altra con lastra pancromatica e filtro giallo, regolando la durata delle due esposizioni in modo che i diametri delle due immagini risultino uguali. Allora, indicando con t_1 e t_2 le durate delle due pose e con k_1 e k_2 le sensibilità delle due lastre, avremo dalla legge di Abney (n. 58):

$$k_1 I_a t_1^p = k_2 I_g t_2^p \tag{44}$$

e quindi

$$\frac{I_a}{I_g} = \frac{k_2}{k_1}\left(\frac{t_2}{t_1}\right)^p \tag{45}$$

da cui, chiamando con τ il rapporto delle due esposizioni, prendendo i logaritmi e sostituendo in (43) si ha:

$$c = \alpha + \beta\tau \tag{46}$$

che è la formola che unisce l'indice del colore c col rapporto τ dei tempi di esposizione. Non occorre aggiungere che le costanti α e β si determinano, al solito, col metodo dei minimi quadrati per mezzo di stelle di cui sia già noto l'indice del colore [1].

Osserviamo ancora che la ricerca dell'indice del colore, come quella del rapporto di esposizione, ha il grande vantaggio di potersi eseguire con facilità e con strumenti relativamente modesti: basta per es. un telescopio riflettore di soli cinquanta centimetri di apertura e di tre metri di distanza fuocale, per ottenere l'indice del colore, e quindi la temperatura, il tipo spettrale ecc. di stelle debolissime a cui la visione diretta non potrebbe arrivare anche con i più forti

---

[1] Cfr. Mt. Wilson Contr. N. 235. Per le differenze sistematiche tra i valori di c ricavati direttamente e calcolati col metodo del rapporto dei tempi cfr. *Transactions of the International Astronomical Union*, Vol. I (1921) pag. 80.

cannocchiali. Soltanto tutti e due questi metodi hanno l'inconveniente di richiedere due fotografie della stessa regione del cielo, cosa che, oltre a renderli più lunghi, nuoce un poco alla loro esattezza, giacchè è ben difficile eseguire due fotografie nelle stesse condizioni di trasparenza atmosferica. Per tali ragioni Bergstrand ed Hertzsprung hanno immaginato un procedimento conosciuto col nome di « *metodo* della *lunghezza d'onda effettiva* » che rimedia a tale vantaggio richiedendo una sola fotografia con lastre ordinarie.

Analogamente a quanto vedemmo al n. 58, questo metodo consiste nell'eseguire una fotografia delle stelle che si studiano, dopo aver posto dinanzi all'obbiettivo un reticolo formato di fili paralleli, separati, possibilmente, da un intervallo eguale al diametro dei fili stessi. Bergstrand per es., all'osservatorio di Meudon, ha fatto uso di un reticolo composto di striscie larghe circa mm. 1,5 e separate da un intervallo di eguale larghezza.

In questo caso, come già dicemmo al n. 58, supponendo la luce monocromatica, si avrebbe nel piano fuocale un'immagine centrale accompagnata, da un lato e dall'altro, da immagini di diffrazione poste sopra una retta perpendicolare alla direzione dei fili stessi. Più precisamente, indicando con s la distanza tra gli assi di due fili consecutivi e con d il loro diametro, si dimostra nell'ottica che l'intensità luminosa dell'immagine di diffrazione di ordine n è proporzionale a $\left(\frac{\sin \frac{n\pi d}{s}}{n\pi}\right)^2$ mentre invece la sua distanza d_n dall'immagine centrale è data da:

$$d_n = nf\frac{\lambda}{d+s} \tag{47}$$

essendo λ la lunghezza d'onda ed f la distanza fuocale del telescopio adoperato.

Il fenomeno evidentemente riesce più complicato nel caso reale di una stella con luce policromatica, giacchè allora, invece di avere immagini puntiformi di diffrazione come nel

caso ora descritto, si ottengono degli spettri di diffrazione i quali però, come appare dalla (47) se d ed s sono sufficientemente grandi, possono ridursi a piccoli segmenti luminosi situati da una parte e dall'altra dell'immagine centrale. Ciò posto, si misura la distanza Δ dal centro dell'immagine centrale ai punti di maggiore intensità luminosa dei piccoli segmenti costituenti gli spettri di diffrazione di primo ordine, e — secondo la proposta di Comstok — *si chiama « lunghezza d'onda effettiva* λ_{eff} *» quella lunghezza d'onda che, nel caso di luce monocromatica, darebbe un'eguale diffrazione e cioè delle immagini puntiformi di primo ordine distanti* Δ *dall'immagine centrale.* Si ha quindi, *per definizione:*

$$\lambda_{eff} = \frac{\Delta}{f}(d + s) \tag{48}$$

Risulta da questa definizione [1] che la lunghezza d'onda effettiva, così precisata, ci dà con molta approssimazione la lunghezza d'onda dello spettro a cui corrisponde la massima energia visualmente o fotograficamente efficace, secondo che la stima si fa ad occhio o con la fotografia. In altre parole, indicando con $I(\lambda)$ l'energia emessa dall'astro in corrispondenza alla lunghezza d'onda λ e con s la sensibilità dell'occhio o della lastra fotografica per la lunghezza d'onda, potremo dire, con molta approssimazione, che la *lunghezza d'onda effettiva è quel valore di che rende massimo il prodotto Is.* Ne segue che, sempre in via approssimata, la lunghezza d'onda effettiva può considerarsi come quella corrispondente al colore della stella, e quindi più breve per le stelle azzurre e maggiore per le stelle rossastre.

---

[1] In pratica è più comodo misurare la distanza D tra i punti di massima intensità delle due immagini di primo ordine, a destra ed a sinistra dell'immagine centrale; avendosi allora $D = 2\Delta$ la (48) diviene:

$$\lambda eff = \frac{D}{2f}(d + s)$$

Cfr. *Determin. of effective wave lenghts of stars made at Greenwich* 1920-25.

Per fissare le idee, nella seguente tabella poniamo in corrispondenza la lunghezza d' onda *fotografica* effettiva, l' indice del colore, la descrizione del colore secondo i simboli della Photometrische Durchmusterung, il grado colorimetrico

λ_{eff} (Dyson)	Indice del col. (Parkh.)	Colore	Grado di Hagen	T (Russell)	Sp	Esempi (del tipo spettrale)
4080	— 0,48	—	—	20000	$B0$	—
—	—	W —	— 1	—	$B1$	α Crucis
—	—	—	—	—	$B2$	Spiga
—	—	—	(0; —1)	—	$B3$	—
—	— 0,28	—	—	14000	$B5$	—
—	—	—	—	—	$B8$	Regolo
4130	— 0,06	W, W —	0	11000	$A0$	Sirio
—	+ 0,02	—	—	—	$A2$	Deneb
—	+ 0,08	GW —	O; 1	—	$A3$	—
—	+ 0,18	GW	1	9000	$A5$	Altair
4220	+ 0,40	GW +; WG —	—	7500	$F0$	Canopo
—	+ 0,50	WG	2	—	$F2$	—
—	+ 0,63	—	—	—	$F5$	Procione
—	+ 0,74	G —	—	—	$F8$	—
4280	+ 0,86	G	3	5000	$G0$	Sole
—	+ 1,08	G +	3 — 4	—	$G5$	—
4330	+ 1,32	—	4	4200	$K0$	Arturo
—	+ 1,43	RG —	5	—	$K2$	—
—	+ 1,55	RG	6	3200	$K5$	Aldebaran
4440	+1,77	—	—	3100	Ma	Betelgeuse

di Hagen, la temperatura effettiva T ed il tipo spettrale Sp, avvertendo che si tratta di dati non ancora definitivi [1], e che — come dicemmo — non vi è relazione strettamente univoca tra tipo spettrale e colore. Così per es. Sirio, più azzurro di Regolo, è invece di tipo più avanzato. (cfr. n. 81).

---

[1] Altre determinazioni poco differenti per le lunghezze d' onda fotografiche effettive sono dovute al Lindtblad e per la lunghezza d' onda effettiva visuale al Maggini (cfr. n. 106).

Ricordiamo ancora la relazione approssimata di Davidson e Martin

$$178\,c = 4250 - \lambda_{eff}$$

Come si è detto, gli esempi di stelle indicati nella tabella si riferiscono essenzialmente *al tipo spettrale;* per quanto riguarda i colori visuali, aggiungiamo la seguente « *Successione di colori* » *(Sequentia colorum stellarum)* tratta dalla Photometrische Durchmusterung, che potrà anche servire per abituare l'occhio a tal genere di osservazioni:

1. *Bianco* (*W*): η Tauri, α Lyrae, α Cygni ecc.
2. *Bianco carico* (*W*+): γ Ursae Maioris, δ Ursae minoris, γ Lyrae ecc.
3. *Bianco giallastro chiaro* (*GW*—): γ Orionis, α Geminorum, α Canis minoris, α Aquilae, α Cephei, α Pegasi ecc.
4. *Bianco giallastro* (*GW*): ι Piscium, 23 Cassiopeiae, 32 Cassiopeiae ecc.
5. *Bianco giallastro carico* (*GW*+): α Ursae minoris (Polare), 60 Herculis ecc.
6. *Giallo biancastro chiaro* (*WG*—): α Aurigae, 36 Andromedae, φ_2 Orionis ecc.
7. *Giallo biancastro* (*WG*): β Draconis, α Sagittae, β Aquilae, γ Cygni ecc.
8. *Giallo biancastro carico* (*WG*+): β Geminorum, α Ursae Maioris ecc.
9. *Giallo pallido* (*G*—): α Ceti, α Serpentis, γ Aquilae, γ Cephei ecc.
10. *Giallo* (*G*): κ Serpentis, ε Ursae minoris ecc.
11. *Giallo carico* (*G*+): α Tauri, β Ursae minoris ecc.
12. *Arancio pallido* (*RG*—): β Andromedae, 74 Herculis, μ Ursae Maioris, 1 Aurigae ecc.
13. *Arancio* (*RG*): 32 Vulpeculae, *W* Orionis, μ Geminorum, θ Cancri ecc. [1].

---

che unisce l'indice del colore con la lunghezza d'onda effettiva (cfr. *Transaction of the Astronomical Union*, Vol I, 1922, pag. 80). Cfr. anche J. A Parkhurst *Yerkes Actinometry* in » Astroph Journ. » XXXVI e Dyson *Determinations of effective wave lengths of stars made at Greenwich* 1920-25.

[1] Recentemente alcuni astronomi per meglio rilevare la corrispondenza generica tra il colore di una stella ed il tipo spettrale, hanno

70. Misure della distribuzione dell'energia nello spettro stellare. Nel caso di stelle sufficientemente luminose, valendosi di telescopi di grande apertura per raccogliere una maggiore quantità di luce, è possibile andare più innanzi ed ottenere il diagramma di distribuzione nell'energia nello spettro, ricavandolo direttamente dalle osservazioni, indipendentemente dall'ipotesi che la stella irradi come un radiatore perfetto.

Storicamente, per tacere d'altri, vanno ricordate a questo proposito le ricerche di Wilsing e Scheiner, che si servirono di misure visuali, paragonando l'intensità luminosa di ciascun colore dello spettro di una stella con l'intensità del colore analogo dello spettro del filamento incandescente di una lampadina elettrica alimentata da un accumulatore con amperometro di controllo. Per mezzo di un sistema di prismi ed opportuni diaframmi era possibile far cadere lo spettro della lampadina presso lo spettro stellare, in modo che, ponendo l'occhio al cannocchiale, si vedessero vicine le due regioni omonime, che si volevano confrontare: per es. i due rossi, i due verdi ecc. Quindi, ruotando un Nicol (cfr. n. 54) s'indeboliva la luce della lampadina elettrica, fino a che le due nominate regioni spettrali apparissero egualmente intense.

In tal modo si veniva a conoscere, con approssimazione il rapporto $r(\lambda)$ tra l'intensità dello spettro stellare $I(\lambda)$ e quella della lampadina elettrica $i(\lambda)$ in corrispondenza ad ogni lunghezza d'onda λ; e supponendo che l'energia $I(\lambda)$ della lampada elettrica incandescente fosse distribuita nello spettro secondo la legge di Planck (n. 47), si otteneva per la distribuzione dell'energia stellare:

$$I(\lambda) = r(\lambda) i(\lambda) = \frac{C r(\lambda)}{\lambda^5 \left(e^{\frac{k}{\lambda T}} - 1 \right)} \tag{49}$$

---

proposto d'indicare i colori degli astri appartenenti ai tipi *B, A, F, G, K, M* con le corrispondenti minuscole *b, a, f, g, k, m* ottenendo in massima la seguente relazione:

Simbolo del colore:	*b*	*a*	*f*	*g*	*k*	*m*
Indice del colore:	— 0,4	0,0	+ 0,4	+ 0,8	+ 1,2	+ 1,6

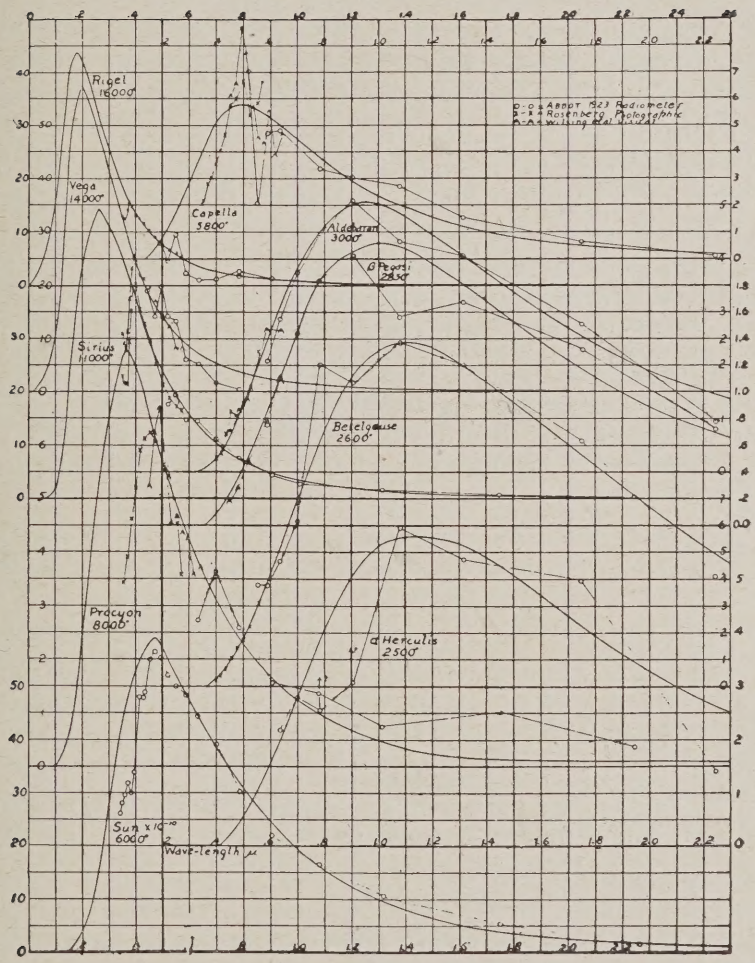


Fig. 57.

Distribuzione dell' energia nello spettro di alcune stelle secondo le misure di G. Abbot.
(Cfr. *Astroph.* J. n. 70).

dove C è un fattore di proporzionalità, senza importanza per noi.

Questo procedimento, incomodo e poco esatto, è stato modernamente sostituito col metodo fotografico, che consiste essenzialmente nel fotografare lo spettro di una stella e quindi nel misurare il grado di annerimento della negativa (od, in altre parole, la quantità di bromuro d'argento ridotta) in corrispondenza alle varie regioni dello spettro.

A tale scopo, ottenuta la negativa dello spettro, si fa scorrere sopra di essa nel senso della sua lunghezza, per es. dal rosso al violetto, un pennello di raggi luminosi largo quanto è largo lo spettro stesso e così sottile da illuminare lo spettro lungo una linea di spessore debolissimo, parallela alle righe di Fraunhofer. Si misura quindi la luce che riesce ad attraversare la lastra col *microfotometro registratore di Koch* che potrebbe definirsi come un *fotometro fotoelettrico, autoregistratore ed autocompensato.*

Più precisamente la luce che attraversa la negativa dello spettro stellare viene a colpire un sensibilissimo fotometro fotoelettrico, in cui si registra fotograficamente il movimento dei fili dell'elettrometro annesso (cfr. n. 60 e ss.), onde facendo scorrere la negativa sotto al pennello di luce, si ottiene un diagramma che indica il diverso grado di annerimento della negativa stessa in corrispondenza alle varie lunghezze d'onda dello spettro stellare.

Evidentemente però, per l'esattezza del risultato, occorre che l'intensità luminosa della lampadina elettrica che fornisce il pennello di luce esploratore si mantenga perfettamente costante durante la misura, onde necessita che essa sia alimentata da un buon accumulatore e sorvegliata da un amperometro sensibilissimo. Ma, per maggiore sicurezza, si provvede inoltre ad evitare gli errori provenienti da piccole oscillazioni, aggiungendo un dispositivo che rende il fotometro autocompensato. Ed a tal fine, poichè la resistenza di una cella fotoelettrica varia con la quantità di luce da cui è colpita, il Koch inserisce tra l'elettrometro e la terra un secondo fotometro fotoelettrico che viene illuminato direttamente dalla lampadina che fornisce il pennello di luce esploratore, in

modo che un'eventuale variazione dell'intensità luminosa della lampadina stessa venga ad esercitare sull'elettrometro effetti opposti e quindi, almeno in parte, compensabili tra di loro. Spesso anzi si aggiunge un terzo fotometro fotoelettrico, per variare a piacere la resistenza e quindi la sensibilità dell'elettrometro registratore.

Termineremo notando che, con tali apparecchi, si riesce spesso a studiare non solo la distribuzione generale della energia nello spettro delle stelle più luminose, ma anche la costituzione delle righe spettrali, che nella negativa appaiono lucide e nel diagramma vengono quindi indicate da tante cuspidi.

§ 6. - Assorbimento atmosferico.

71. Generalità. Come nell'Astronomia Sferica occorre, di volta in volta, correggere i risultati delle osservazioni dall'effetto della rifrazione atmosferica che sposta apparentemente le stelle verso lo zenit, così nella Fotometria Stellare è necessario tener conto dell'assorbimento che l'atmosfera terrestre esercita sui raggi luminosi che ci giungono dagli astri.

Come vedremo, questo assorbimento atmosferico ha luogo in due modi, vale a dire:

1° *Quantitativamente*, diminuendo cioè la quantità totale di energia che giunge al telescopio da una stella qualsiasi e rendendo quindi le stelle *meno luminose* di quanto apparirebbero se la nostra Terra fosse sprovvista di atmosfera.

2° *Qualitativamente*, alterando cioè la distribuzione dell'energia nello spettro. Infatti i raggi X ed i raggi ultravioletti di breve lunghezza d'onda (minore di circa 2900 U. A.) sono quasi interamente estinti, mentre i raggi violetti ed azzurri sono assorbiti più intensamente dei gialli e dei rossi. Di più per alcune particolari lunghezze d'onda contenute nel rosso e nell'infrarosso, l'atmosfera si mostra quasi opaca, cagionando nello spettro delle bande oscure che si chiamano col nome di « bande telluriche ». Sinteticamente possiamo dire che, a causa dell'assorbimento atmosferico, *il colore delle stelle sembra spostato verso il rosso* e che *la temperatura effet-*

tiva, dedotta dalla distribuzione dell'energia nello spettro così parzialmente assorbito, risulta *minore* di quella che si avrebbe se questo assorbimento non esistesse.

Vedremo ancora che l'assorbimento atmosferico è massimo all'orizzonte ed è minimo allo zenit, dove raggiunge appena un quarto di grandezza stellare per osservatori situati al

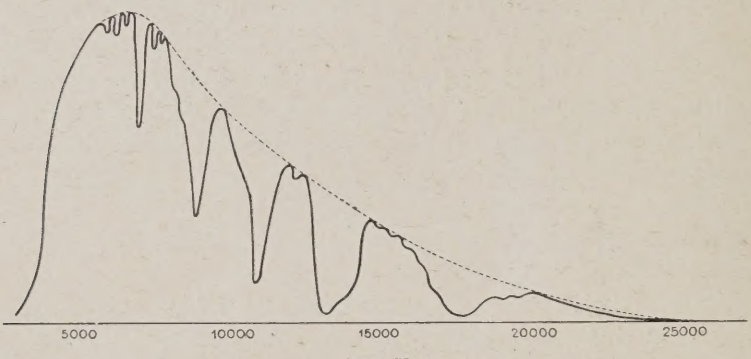


Fig. 58.
Distribuzione dell'energia nello spettro solare tenendo conto dell'assorbimento atmosferico.

livello del mare, discendendo a cifre anche più piccole per luoghi d'alta montagna, ben inteso quando il cielo è sereno ed in condizioni normali di umidità atmosferica. Per questa ragione, nella fotometria stellare si è convenuto di *ridurre allo zenit* le misure fotometriche eseguite a differenti altezze sull'orizzonte, onde renderle tutte confrontabili tra loro.

Premesse queste nozioni entriamo direttamente in argomento.

72. Assorbimento quantitativo. La teoria più semplice dell'assorbimento atmosferico è dovuta al LAMBERT [1] e da risultati che si accordano esattamente con le osservazioni fino a 60°-70° di distanza zenitale: possiamo quindi considerarla

---

[1] Cfr. LAMBERT, *Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae.* Augustae Vindelicorum 1760 (ripubblicata a Lipsia nel 1892 da Anding, nella raccolta dei classici di Ostwald).

come sufficiente per tutti i bisogni dell'astronomia siderale pratica, giacchè in realtà le misure fotometriche si eseguono soltanto su stelle abbastanza alte sull'orizzonte (almeno 30°-40).

In sostanza, il Lambert sostituisce l'atmosfera terrestre con un'atmosfera ideale di densità costantemente eguale a quella che essa ha al livello del mare: suppone inoltre la Terra piana ed immagina che questa atmosfera omogenea abbia un'altezza di circa 8000 metri, in modo cioè da avere al suolo la pressione di 760 mm di mercurio.

Con tale ipotesi semplificativa, la traiettoria dei raggi luminosi nell'interno dell'atmosfera risulta rettilinea, e noi potremo quindi paragonare l'assorbimento che essa esercita a quello cagionato da una lastra di vetro omogeneo a faccie parallele. Ricordando allora quanto vedemmo al n. 46 sopra i cunei estintori, e chiamando con I l'intensità di un raggio luminoso monocromatico al suo ingresso nell'atmosfera terrestre, con i l'intensità con cui arriva all'occhio dell'osservatore, e con l la lunghezza del cammino rettilineo da esso percorso nell'interno dell'atmosfera stessa — lunghezza che risulta evidentemente proporzionale alla secante della distanza zenitale apparente z — avremo:

$$\frac{i}{I} = e^{-\beta l} = e^{-\gamma \sec z} \tag{50}$$

dove e è la base dei logaritmi naturali e β e γ sono dei coefficienti che dipendono dalla densità atmosferica e dalla lunghezza d'onda della luce considerata.

Sostituendo tale valore di $\frac{i}{I}$ nella formola di Pogson ed indicando con m la grandezza stellare apparente e con μ la grandezza stellare quale si avrebbe se l'atmosfera non esistesse, otteniamo allora:

$$m - \mu = S \sec z \tag{51}$$

dove S è un coefficiente che dipende soltanto dalla lunghezza d'onda e dalla densità atmosferica. Vale a dire, escludendo il caso di stelle molto basse sull'orizzonte, per le quali la

teoria del Lambert non vale, *l'assorbimento atmosferico, valutato in grandezze stellari, è eguale alla secante della distanza zenitale moltiplicata per un certo coefficiente, detto « coefficiente d'estinzione »*. E precisamente, ponendo nella (51) $z = 0$, vediamo che il coefficiente d'estinzione è uguale all'incremento della grandezza stellare, dovuto all'assorbimento atmosferico, quando la stella si trova allo zenit.

Come si è detto, S varia con la pressione barometrica, con lo stato igrometrico ecc. come pure con la lunghezza d'onda luminosa, essendo in generale minore per le stelle gialle che per le azzurre, o, in altre parole, *essendo l'estinzione visuale minore della fotografica.*

Per determinare il valore di S, visuale o fotografico, in una data località e per le stelle di un dato colore (o tipo spettrale), basta quindi misurare, visualmente o fotograficamente, le grandezze apparenti m_1 ed m_2 di una stella del tipo desiderato a due diverse distanze zenitali z_1 e z_2. Si ha infatti da (51):

$$S = \frac{m_2 - m_1}{\sec z_2 - \sec z_1}. \tag{52}$$

Naturalmente, in pratica, si fanno molte osservazioni sopra parecchie stelle del tipo indicato e si determina poi S col noto metodo dei minimi quadrati.

In tal modo per stelle bianco-giallastre e per Osservatori situati all'incirca al livello del mare, si è ottenuto (Potsdam) in media $S = 0{,}23$ grandezze stellari visuali, vale a dire, per le stelle allo zenit, la quantità di luce trasmessa dall'atmosfera è $2{,}512^{-0{,}23} = \frac{5}{6}$ circa della luce totale; cioè, in cifra tonda, l'*assorbimento zenitale atmosferico può valutarsi di circa un sesto.*

Ne segue che, almeno nelle notti limpide ed oscure, l'atmosfera terrestre ostacola ben poco la visibilità delle stelle alte sull'orizzonte; piuttosto sono da temersi i movimenti irregolari dell'atmosfera stessa che producono immagini oscillanti, causa di grave disturbo nelle osservazioni.

Si comprende dunque come le alte montagne — anche prescindendo da varie difficoltà pratiche — siano meno adatte di quanto si crede comunemente per impiantarvi un Osservatorio Astronomico.

Abbiamo già detto che nella fotometria pratica si usa ridurre allo zenit le grandezze stellari osservate ed a tale scopo, indicando con m_0 la grandezza di una stella allo zenit, con m quella a distanza zenitale z, e ponendo:

$$B = S(\sec z - 1) \tag{53}$$

la (51) da immediatamente:

$$m_0 = m - B \tag{54}$$

dove B si chiama « correzione zenitale ». Nella seguente tabella ne riportiamo, per comodità, i valori calcolati con la (53) ponendo $S = 0{,}23$ e mettendoli a confronto con i risultati delle osservazioni visuali del Müller a Potsdam. [1]

z	B_{oss}	B_{calc}	z	B_{oss}	B_{calc}
15°	0,00	0,01	56°	0,18	0,18
20	0,01	0,01	58	0,20	0,20
25	0,02	0,02	60	0,23	0,23
30	0,03	0,03	62	0,26	0,26
35	0,04	0,05	64	0,30	0,29
40	0,06	0,07	66	0,34	0,34
45	0,09	0,09	68	0,39	0,38
50	0,12	0,12	70	0,45	0,44
52	0,14	0,14	72	0,52	0,52
54	0,16	0,16	74	0,60	0,60

Ma, come si è detto, tutto ciò vale soltanto nel caso di stelle sufficientemente alte sull'orizzonte: nel caso contrario il problema diviene assai complicato ed anzi manca ancora di una soluzione rigorosa.

---

[1] Cfr. MÜLLER, *Die Photometrie der Gestirne.*

Infatti il calcolo mostra che l'assorbimento atmosferico si ricollega direttamente con la densità dell'atmosfera stessa in ogni punto della traiettoria percorsa dai raggi luminosi [1]. Ora questa densità dipende, a sua volta, dalla pressione e dalla legge — non ancora ben nota — con cui varia la temperatura nelle alte regioni dell'atmosfera, e ciò pone la teoria dell'assorbimento atmosferico dinanzi ad una difficoltà analoga a quella che si presenta nello studio della rifrazione astronomica di cui si occupa l'astronomia sferica.

Che anzi, come ha mostrato il LAPLACE [2] e più recentemente il MAURER [3], i due problemi sono connessi tra loro dalla relazione approssimata ma importantissima:

$$m - \mu = a \frac{R}{\sin z} \tag{55}$$

dove a è un coefficiente costante ed R indica la rifrazione astronomica; formola che, per valori non troppo grandi della

---

[1] Poichè la percentuale di luce assorbita nell'attraversare uno strato atmosferico di spessore infinitesimo ds è proporzionale allo spessore dello strato stesso ed alla densità ρ, avremo, indicando con q l'intensità luminosa in un punto qualsiasi della traiettoria, con $-dq$ la quantità di luce assorbita e con k un coefficiente di proporzionalità:

$$\frac{dq}{q} = -k\rho ds \tag{1}$$

da cui risulta integrando e chiamando con E la quantità di luce che entra nell'atmosfera e con e quella che arriva all'osservatore:

$$\log \frac{e}{E} = -k \int \rho ds \tag{2}$$

dove l'integrazione è estesa a tutto il cammino percorso dai raggi luminosi — supposti sempre monocromatici — nell'interno dell'atmosfera. Ciò mostra che per eseguire rigorosamente il calcolo occorrerebbe conoscere la densità atmosferica ρ in ogni punto della traiettoria percorsa dai raggi stessi.

[2] Cfr. LAPLACE, *Méc. céleste*. T. IV, cap. III.

[3] MAURER Inaug. Disser., Zurigo, 1882; cfr. anche MÜLLER, *Die photometrie der Gestirne*, pag. 128 e seg. (Leipzig, Engelmann, 1897).

distanza z, coincide approssimatamente con la (51) essendo R presso a poco proporzionale a tgz [1].

In ogni caso, volendo trattare il problema direttamente, occorre avanzare qualche ipotesi sopra la temperatura della atmosfera terrestre e, naturalmente, la più semplice è quella

---

[1] Supponiamo la Terra sferica di raggio r_0 ed indichiamo con R la rifrazione, con r la distanza di uno strato atmosferico — supposto sferico e concentrico dal centro della Terra — con i l'angolo d'incidenza e con n l'indice di rifrazione. L'astronomia generale dimostra allora le seguenti equazioni:

$$dR = -\operatorname{tg} i \frac{dn}{n} \tag{1}$$

$$nr \sin i = n_0 r_0 \sin z = \text{cost.} \tag{2}$$

dove n_0 è l'indice di rifrazione dell'atmosfera alla superficie terrestre e z è la distanza zenitale apparente. Posto $n = 1 + c\rho$, essendo ρ la densità atmosferica, si ha da (1) e (2):

$$dR = -c \frac{\sin i}{\cos i} \frac{d\rho}{n} = -\frac{c r_0 n_0 \sin z}{n^2 r \cos i} d\rho. \tag{3}$$

Ora, ammettendo l'atmosfera di temperatura costante e quindi la sua densità proporzionale alla pressione, si ha dalla formula fondamentale dell'idrostatica:

$$d\rho = -f\rho dr \tag{4}$$

dove f indica al solito una costante di proporzionalità.

Ciò posto, l'equazione (1) della nota precedente diviene, essendo l'angolo i contato dalla normale cioè dalla direzione del raggio terrestre:

$$\frac{dq}{q} = -k\rho ds = -k\rho \frac{dr}{\cos i} = \frac{k}{f \cos i} d\rho \tag{5}$$

donde, eliminando il $d\rho$ tra (3) e (5) si ottiene:

$$\frac{dq}{q} = -n \frac{k}{cf} \frac{nr}{n_0 r_0} \frac{dR}{\sin z} \tag{6}$$

dove $\frac{k}{cf}$ è costante, n è molto prossima all'unità, ed $\frac{nr}{n_0 r_0}$ è pure molto prossimo ad 1. Si ha quindi approssimatamente, essendo C una costante positiva:

$$\frac{dq}{q} = -C \frac{dR}{\sin z} \tag{6}$$

di supporre la temperatura costante, come ha fatto il BOUGUER [1] nella sua teoria dell'assorbimento atmosferico, ottenendo formole valide praticamente dallo zenit a 10° di altezza sull'orizzonte.

73. Assorbimento qualitativo. Riprendiamo la formola approssimata del Lambert (50), perfettamente sufficiente in pratica per stelle non troppo basse sull'orizzonte, le quali ultime, di regola, non si osservano mai nelle Specole, specialmente per scopi fotometrici.

Fin ad ora abbiamo considerato il caso ideale di luce monocromatica e nella (50) abbiamo quindi supposto γ costante, mentre invece, nel caso reale di luce policromatica, γ varia con la lunghezza d'onda λ. Più precisamente, secondo il RAYLEIGH [2], nei gas γ varierebbe in ragione inversa della quarta potenza della lunghezza d'onda, avendosi:

$$\gamma = \frac{32\pi^2(n-1)^2}{3N\lambda^4} \tag{56}$$

dove n è l'indice di rifrazione ed N il numero di molecole per unità di volume. Però il WILSING, a Potsdam [3], ha mostrato che, tenendo conto dell'influenza del vapor acqueo contenuto nell'atmosfera, la formola del Rayleigh conduce ad errori notevoli ed ha proposto di sostituirla con $\gamma = \frac{a}{\lambda - b}$

---

donde integrando si ottiene con i simboli della nota precedente:

$$\log \frac{e}{E} = -C \frac{R}{\sin z}. \tag{8}$$

Sostituendo allora nella formula di Pogson che lega le grandezze stellari con il logaritmo delle intensità luminose, abbiamo immediatamente la (55) del testo.

(1) Cfr. MÜLLER, *Die Photometrie der Gestirne*, pag. 117 e segg. (Leipzig, Engelmann, 1897).

(2) Cfr. FOWLE, *The trasmissibility of radiation*, « Astroph. Journ. », XXXVIII.

(3) Cfr. J. WILSING, *Ueber die helligkeitsverteilung in Sonnespektrum*. « Publ. des Obs. zu Potsdam », n. 72.

oppure con la formola del Müller $\lambda = \frac{\beta}{\lambda^2}$, dove a, b, k sono delle costanti.

Ma, se escludiamo le onde infrarosse e ci limitiamo unicamente ai due campi visuale e fotografico, che praticamente sono i più importanti, è facile persuadersi che le osservazioni sono rappresentate in modo assai soddisfacente ponendo:

$$\gamma = p + \frac{q}{\lambda} \tag{57}$$

dove si ha approssimatamente $p = -0{,}299$ e $q = 3220$, essendo λ misurata in U. A. Eseguendo i calcoli abbiamo infatti la seguente tabella di confronto con i risultati sperimentali di Potsdam:

λ	$\log_{10} e^{-\gamma}$ (Oss. Pot.)	$\log_{10} e^{-\gamma}$ (Calcolo)	λ	$\log_{10} e^{-\gamma}$ (Oss. Pot.)	$\log_{10} e^{-\gamma}$ (Calcolo)
4510	$\bar{1}{,}810$	$\bar{1}{,}820$	5560	$\bar{1}{,}876$	$\bar{1}{,}879$
4720	$\bar{1}{,}833$	$\bar{1}{,}834$	5770	$\bar{1}{,}873$ (anorm.)	$\bar{1}{,}888$
4800	$\bar{1}{,}836$	$\bar{1}{,}839$	6600	$\bar{1}{,}916$	$\bar{1}{,}918$
4880	$\bar{1}{,}845$	$\bar{1}{,}843$	7000	$\bar{1}{,}919$ (anorm.)	$\bar{1}{,}930$
4960	$\bar{1}{,}851$	$\bar{1}{,}849$	7830	$\bar{1}{,}942$	$\bar{1}{,}952$
5370	$\bar{1}{,}869$	$\bar{1}{,}870$			

Adottando tale valore di γ, che risulta comodissimo per l'integrazione analitica, la (50) diviene:

$$\frac{i}{I} = e^{-\gamma \sec z} = e^{-\left(p + \frac{q}{\lambda}\right) \sec z} \tag{58}$$

e quindi la formola (14) di Wien, sopra la distribuzione della energia nello spettro di un radiatore perfetto, ci dà per l'energia dello spettro stellare tenendo conto dell'assorbimento atmosferico:

$$i(\lambda, T) = C\lambda^{-5} e^{-\frac{h}{\lambda T}} e^{-\left(p + \frac{q}{\lambda}\right)\sec z} = Ce^{-p \sec z} \lambda^{-5} e^{-\frac{h}{\lambda}\left(\frac{1}{T} + \frac{q \sec z}{h}\right)} \tag{59}$$

essendo, come vedemmo, $h = 143.10^6$.

Ponendo allora:

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{T} + \frac{q \sec z}{h} = \frac{1}{T} + \frac{3220}{143.10^6} \sec z \tag{60}$$

$$C' = Ce^{-p \sec z} = Ce^{0,299 \sec z} \tag{61}$$

otteniamo come legge di distribuzione apparente dall' energia nello spettro stellare:

$$i(\lambda, T) = \frac{C'}{\lambda^5 e^{\frac{h}{\lambda T'}}} \tag{62}$$

e cioè, paragonando la (62) con la (14), vediamo che la distribuzione dell' energia, tenendo conto dell' assorbimento atmosferico, ha luogo quasi *come se la stella irradiasse ancora come un radiatore perfetto, ma a temperatura effettiva* T' *minore della temperatura effettiva reale* T. Si ha infatti con molta approssimazione dalla (60):

$$T = T' + \frac{q}{h} T^2 \sec z \tag{63}$$

che ci mostra che, per una data altezza sull' orizzonte, *la differenza tra la temperatura effettiva reale e quella apparente è proporzionale al quadrato della stessa temperatura effettiva ed alla secante della distanza zenitale, ed è quindi minima allo zenit e massima all' orizzonte.* Così per es. nel caso di una stella a temperatura effettiva di 6000 centigradi, allo zenit la differenza tra temperatura effettiva reale ed apparente è di circa 800 centigradi, ed a 30° di altezza sull' orizzonte di circa 1600 centigradi.

Richiamando ora la (15), vediamo immediatamente come *l' indice apparente del colore* c' *è maggiore dell' indice reale* c, e cioè il *colore sembra spostato verso il rosso.* Più precisamente, ponendo per semplicità:

$$\Delta T = T' - T \tag{64}$$

$$\Delta c = c' - c \tag{65}$$

si ha dalla (15):

$$(66) \quad \Delta c = -\frac{a\Delta T}{T^2} = \frac{aq}{h} \sec z = \frac{9800.3220}{143.10^6} \sec z = 0{,}22 \sec z$$

Ne segue che, essendo già noti a ed h, possiamo determinare q, esaminando l'indice del colore di una medesima stella a differenti altezze sull'orizzonte. Si ha infatti, indicando con c_1 e c_2 i valori di c alle distanze zenitali z_1 e z_2, e tenendo presente la (66):

$$(67) \qquad q = \frac{h}{a} \frac{c_2 - c_1}{\sec z_2 - \sec z_1}$$

In tal modo, abbiamo un metodo facile per studiare con esattezza l'assorbimento selettivo dell'atmosfera nel luogo ove si trova l'Osservatorio; ed una volta conosciuto il valore preciso di q sara facile, con le formole ora date, di correggere gl'indici del colore e di risalire dalle temperature effettive apparenti delle stelle alle temperature effettive reali.

Capitolo Secondo

Spettroscopia stellare.

§ 1. - Fondamenti scientifici

74. Cenni storici. Come è notissimo, Newton dimostrò che, facendo cadere un fascio di luce solare sopra un prisma di cristallo, la luce viene deviata verso la base del prisma e nello stesso tempo si « *disperde* » nei suoi colori elementari, che Newton distinse in sette e cioè: *rosso*, *aranciato*, *giallo*, *verde*, *azzurro*, *indaco* e *violetto*, numerandoli dallo spigolo rifrangente del prisma verso la sua base. La spiegazione del fenomeno è estremamente semplice, giacchè l'ottica geometrica mostra che, a parità di circostanze, la deviazione che il prisma fa subire ad un raggio di luce cresce col crescere dell'indice di rifrazione; si comprende quindi come i vari colori elementari che compongono la luce del Sole debbano necessariamente separarsi attraversando il prisma, avendo indici di rifrazioni differenti. Aggiungiamo anzi, in proposito, che la differenza $n_F - n_C$ tra gl'indici di rifrazione relativi alla righe $[C]$ ed $[F]$ dell'idrogeno nel rosso e nell'azzurro, si chiama « *dispersione media* » del cristallo adoperato [1].

---

[1] Per la produzione degli spettri possiamo servirci, oltre che del prisma, anche del *reticolo*, strumento assai semplice che utilizza i fenomeni di *diffrazione* della luce (per cui rimandiamo ad ogni buon trattato di fisica) e che consiste essenzialmente in una lamina sulla quale s'incidono solchi paralleli, molto sottili e ravvicinati.

Lo strumento può agire per trasparenza o per riflessione. Nel primo caso p. es. l'angolo di deviazione β è legato alla lunghezza d'onda λ

Evidentemente però, se la sorgente di luce ha una qualche estensione, le singole immagini, formate sullo schermo dai vari colori elementari, vengono in parte a sovrapporsi onde si ottiene uno spettro confuso, di poco interesse pratico. Tale inconveniente fu corretto da J. FRAUNHOFER (1787-1826) po-

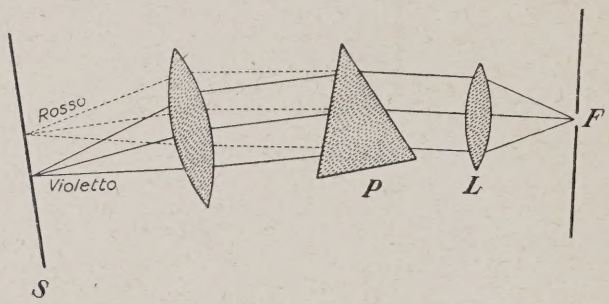


Fig. 59.
Schema dell' apparecchio Fraunhofer.

nendo innanzi al prisma un diaframma avente una stretta fissura F parallela allo spigolo rifrangente del prisma stesso, in modo da avere una sorgente di luce lineare le cui singole immagini colorate possono disporsi le une presso le altre, senza sovrapposizione. Inoltre, per evitare ogni confusione, i raggi luminosi uscenti dalla fissura F vengono anzi tutto

---

dalla formola:

$$\sin \beta = kN\lambda$$

dove N è il numero dei solchi, incisi sopra il reticolo per unità di lunghezza e k è un intero: ponendo $k = 1$, 2 ecc. si hanno gli spettri di primo ordine, secondo ordine ecc. Ne segue che, se β è piccolo, la distanza fra due righe di Fraunhofer è proporzionale alla differenza delle rispettive lunghezze d'onda, onde per, questa proprietà — che vale anche per i reticoli a riflessione — gli spettri dei reticoli si chiamano *spettri normali*.

I reticoli sono molto usati nei laboratori di fisica e nelle ricerche sopra lo spettro del Sole, specialmente dopo i lavori di ROWLAND, mentre nell'Astronomia Siderale propriamente detta si utilizzano di preferenza gli spettri prismatici, anche perchè la debole luce delle stelle non sopporterebbe una dispersione troppo forte. Ci limitiamo quindi a questi brevi cenni.

resi paralleli da una lente convergente L, posta al fuoco della fenditura stessa; incontrano quindi il prisma che li disperde in tanti fasci di differenti colori, restando sempre ogni fascio composto di raggi paralleli; infine investono una seconda lente convergente L' al cui fuoco si pone uno schermo bianco S destinato a raccogliere l'immagine dello spettro.

Con tale procedimento, il Fraunhofer potè ottenere delle immagini nitidissime dello *spettro solare* e si accorse che il fondo luminoso era solcato da molte righe oscure normali alla lunghezza dello spettro e che oggi si contano a decine di migliaia. Le principali tra esse, dette *righe di Fraunhofer*, vengono indicate con lettere maiuscole poste tra parentesi quadre secondo le notazioni approvate dal Congresso Astronomico di Roma del 1922; così per es. [*A*] indica la prima riga di Fraunhofer, *A* indica una delle classi spettrali di stelle, ed *A* italica, o sottolineata $\underline{A}$, l'elemento chimico Argon. Ciò posto ricordiamo le righe seguenti, riferendoci per le lunghezze d'onda alle misure del KAYSER (1) essendo quelle del ROWLAND (2) suscettibili di alcuni miglioramenti (3).

[*A*] nel *rosso cupo* in corrispondenza alla lunghezza d'onda $\lambda = 7594{,}1$; è di origine *tellurica*, cioè dovuta all'assorbimento esercitato dall'atmosfera terrestre;

[*B*] *rosso cupo*, per $\lambda = 6867{,}5$ ed anche essa di origine *tellurica*;

[*C*] nel *rosso*, per $\lambda = 6562{,}8$: è la *prima riga dell'idrogeno* e modernamente viene indicata con la notazione H_α, formata cioè dal simbolo *H* dell'idrogeno, seguito dalla prima lettera dell'alfabeto greco;

---

(1) Cfr. H. KAYSER, *Tabelle der linienspektra*, (Berlin, Springer, 1926).

(2) (Cfr. H. A. ROWLAND, *Table of solar spectrum* (« Astroph. Journ. », 1895, 1896 e 1897).

(3) Cfr. *Trans. of the internat. astron. Union*, vol. II (Second. Gener. Assembly, Cambridge, 1925).

[D_1] e [D_2] nel *giallo*, vicine tra loro, per $\lambda = 5895{,}9$ e $\lambda = 5890{,}0$, appartengono al *sodio*;

[E] nel *verde*, separabile nella doppia E_1 ($\lambda = 5270{,}3$) del *ferro* e *calcio* e nella E_2 del *ferro* ($\lambda = 5269{,}5$); [1]

[b_1] e [b_2] nel *verde*, per $\lambda = 5183{,}6$ e $\lambda = 5172{,}7$, appartenenti al *magnesio*;

[b_3] nel *verde*, doppia per $\lambda = 5168{,}9$ e $\lambda = 5171{,}6$, ed appartenente al *ferro*;

[b_4] nel *verde*, doppia per $\lambda = 5167{,}5$ e $\lambda = 5167{,}3$, appartenente la prima al *ferro* e la seconda al *magnesio*;

[F] nell' *azzurro* per $\lambda = 4861{,}3$: costituisce la *seconda riga dell' idrogeno*, e s' indica modernamente con H_β;

[f] tra l' *azzurro* ed il *violetto*, per $\lambda = 4340{,}5$: costituisce la *terza riga dell' idrogeno* e viene indicata anche con G' o meglio con H_γ.

[G] nel *violetto*, separabile in due per $\lambda = 4307{,}9$ e $\lambda = 4307{,}7$ appartenenti la prima al *ferro* e la seconda al *calcio*;

[h] nel *violetto*, per $\lambda = 4101{,}7$: costituisce la *quarta riga dell' idrogeno* e s' indica modernamente con H_δ.

[H] nell' *estremo violetto*, per $\lambda = 3968{,}5$, appartenente al *calcio ionizzato*.

Al di là del violetto e cioè nell' ultravioletto, fino ai limiti dell' assorbimento atmosferico ($\lambda = 2920$ circa) vi sono altre numerosissime righe identificabili per mezzo della fotografia. Le principali sono la [K] e la [R] del *calcio ionizzato* (3933,7 e 3179,3), e diverse righe del ferro, tra cui notiamo la [L]

---

[1] Più esattamente procedendo dal rosso verso il violetto abbiamo la 5273,18 *Fe*, la 5270,36 *Fe*, la 5270,27 *Ca*, la 5269,53 *Fe* ecc. Tali righe, come in generale tutte quelle dello spettro solare, sono dovute ad atomi neutri (non ionizzati) come vedremo più estesamente tra breve.

(3820,4), la [*M*] (3727,6 e 3726,9), la [*N*] (3582,2), la [*O*] (3441,0), la [*Q*] (3286,8), la [*S*] (3100,7-3100,0-3100,4), la [*s*] (3047,6, la [*T*] (3021,1 e 3020,6, la [*t*] (2994,4) e la [*U*] (2947,9).

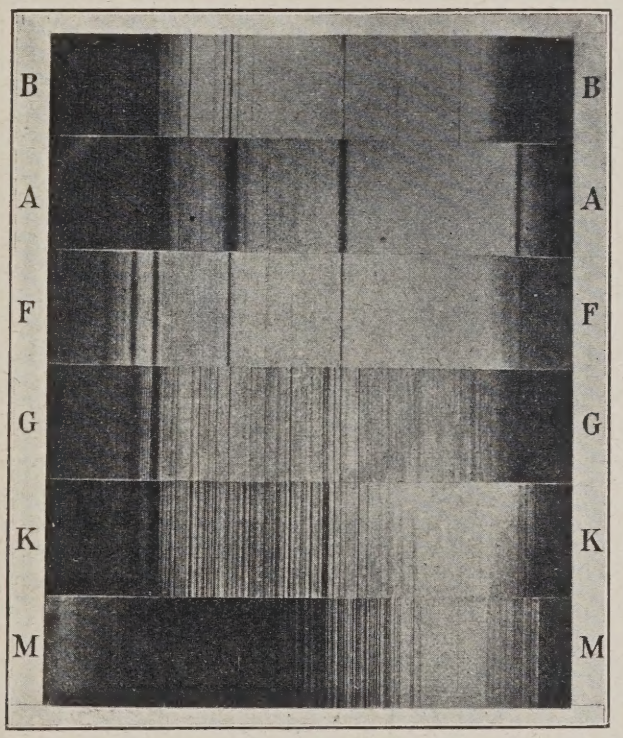


Fig. 60.
Spettri di stelle di vario tipo (pag. 37)
con righe isolate di assorbimento sopra un fondo luminoso continuo.
Il tipo *G* è quello del Sole).

Ma un fenomeno, analogo a quello ora descritto per il Sole, si presenta per le stelle.

Esaminando infatti con lo spettroscopio la luce di una stella, si osserva, in generale, uno spettro costituito da un fondo luminoso che si estende dal rosso al violetto, e che appare solcato da numerose righe oscure, variabili secondo il *tipo* (pag. 37) della stella esaminata. Come nello spettro solare, queste righe sono disposte normalmente alla lunghezza

dello spettro, indicando così che *le radiazioni corrispondenti a determinate lunghezze d'onda sono indebolite.*

L'origine di queste righe oscure venne scoperta dal KIRKHOFF nel 1859 con la celebre *legge d'inversione dello spettro*, la quale si enuncia dicendo che « *ogni corpo è capace di assorbire quelle stesse radiazioni che esso può emettere* », ciò che del resto è conseguenza di quanto vedemmo al n. 44 sulla proporzionalità tra il potere emissivo e (λ, T) ed il coefficiente di assorbimento a (λ, T).

Immaginiamo infatti un corpo nero a temperatura T, il quale invii all'obbiettivo del cannocchiale l'energia E (λ, T) in corrispondenza alla lunghezza d'onda λ e tra il corpo ed il cannocchiale poniamo un gas a temperatura T', in modo che esso sia attraversato dai raggi luminosi. In corrispondenza alla lunghezza d'onda λ il gas invierà all'obbiettivo del cannocchiale la quantità di energia ke (λ, T'), essendo k un coefficiente indipendente da λ e T' e dipendente invece dallo spessore del gas attraversato, dalla sua densità ecc., e contemporaneamente il gas stesso assorbirà l'aliquota ka (λ, T') dell'energia E (λ, T) inviata dal corpo nero. In sostanza, l'incremento S di energia, in corrispondenza alla lunghezza d'onda λ, sarà:

$$S = ke(\lambda, T') - kE(\lambda, T)\, a(\lambda, T') \tag{68}$$

essendo $E(\lambda, T)$ la nota funzione di Planck per la distribuzione dell'energia emessa da un corpo nero. Ora si ha (n. 44):

$$e(\lambda, T') = E(\lambda, T')\, a(\lambda, T') \tag{69}$$

e quindi, sostituendo nella (68) avremo:

$$S = ka(\lambda, T')\,[E(\lambda, T') - E(\lambda, T)] \tag{70}$$

Possono ora avanzarsi tre ipotesi e cioè:

1° Il gas interposto nella traiettoria dei raggi luminosi emessi dal nostro corpo è *più caldo* del corpo stesso $(T' > T)$. La (70) mostra allora che S è positivo e che si ha quindi un vero incremento di energia in corrispondenza alla lun-

ghezza d'onda considerata; cioè, per questa lunghezza d'onda, dovrà apparire nello spettro una *riga lucida*.

2° Il gas interposto ha la *stessa temperatura*, del corpo nero emittente ($T' = T$). In questo caso la (70) da $S = O$ e quindi nulla apparirà nello spettro.

3° Il gas interposto — ed è questo il caso che maggiormente si verifica nell'astronomia — è *più freddo* del corpo nero ($T' < T$). In tal caso S risulta negativo e quindi nello spettro, per la lunghezza d'onda λ, dovrà apparire una *riga oscura*.

In tal modo divenne possibile *l'analisi spettrale* dell'atmosfera del Sole e delle stelle, giacchè restava dimostrato che le righe oscure che appaiono nei loro spettri *(spettri di assorbimento)*, erano dovute al fatto che le stelle erano circondate da un'atmosfera gassosa a temperatura meno elevata. E divenne anche possibile individuare i corpi contenuti nell'atmosfera stellare bastando a tale scopo paragonare la posizione di queste righe con quelle delle righe luminose emesse dai vari elementi terrestri resi incandescenti *(spettri di emissione)*. L'astronomo italiano G. B. Donati fu uno dei primi che inaugurò queste ricerche, nel 1860, a Firenze, ma esse vennero proseguite con grande ardore sopratutto per opera del P. Angelo Secchi (1818-1878), che possiamo considerare come uno dei fondatori della spettroscopia stellare.

Le sue osservazioni, come quelle di tutti i suoi contemporanei, erano eseguite unicamente a *visione diretta*, cioè confrontando visualmente lo spettro stellare con quello di altre sostanze terrene, come meglio diremo tra breve. Ma un grande perfezionamento nella tecnica dell'esecuzione ebbe luogo per merito specialmente del Vogel di Potsdam, che pose al fuoco del cannocchiale una lastra fotografica sulla quale si faceva cadere lo spettro stellare insieme con quelli delle sostanze di confronto. In tal modo lo spettroscopio (da σκοπέω, vedo) si cambiò nello « *spettrografo* » (da γράφω, scrivo), cioè in uno strumento adatto a raccogliere sopra la lastra fotografica l'immagine dello spettro di una stella insieme con quello di altri corpi terrestri, scelti a piacere, come termini di confronto.

A tali fotografie, gli astronomi hanno dato il nome di « *spettrogrammi* » (da γραμμα, scrittura) creando anche, come vedremo, speciali apparecchi sussidiari per il loro esame. E la loro importanza è accresciuta dal fatto che esse possono darci indicazioni non solo sopra la natura chimica delle stelle, ma anche sopra la loro temperatura, sul loro grado di evoluzione, sulla loro velocità radiale e, persino, sopra la loro distanza. Si comprende quindi facilmente come l'esecuzione e la misura degli spettrogrammi debba costituire il compito principale degli Osservatori Astrofisici.

75. Generalità sopra gli spettri. Poichè, come abbiamo visto, ogni corpo assorbe le medesime radiazioni che esso è capace di emettere, è chiaro che lo studio degli spettri delle sostanze terrestri, da servire di confronto per gli spettri stellari, può eseguirsi sia con l'emissione che con l'assorbimento; ma in generale negli spettri di assorbimento si riesce ad avere un numero di righe maggiore. Così per es. nello spettro di emissione dell'idrogeno, operando anche nei tubi a vuoto, si riesce al massimo a contare una ventina di righe lucide, mentre nelle fotografie dello spettro delle nebulose se ne contano spesso più di trenta: invece, in laboratorio, si possono ottenere spettri di assorbimento dell'idrogeno in cui appaiono più di cinquanta righe.

Premesse queste nozioni, cominciamo ad osservare che lo spettro di emissione (o di assorbimento) di un corpo qual siasi dipende non solo dalla sua natura chimica, ma anche dalle *condizioni fisiche* in cui esso si trova. A questo proposito, diciamo anzi tutto che occorre distinguere tre specie di spettri e cioè:

1° Lo *spettro continuo*, nel quale compaiono tutte le radiazioni (per es. lo spettro del corpo nero).

2° Lo spettro a *righe isolate* (per es. quello dell'idrogeno) nel quale compaiono soltanto alcune radiazioni, relative a particolari lunghezze d'onda.

3° Lo spettro a *bande* — o spettro a *colonnato*, secondo l'antica denominazione del P. Secchi — che, grossolanamente, potrebbe dirsi intermediario tra i primi due, e che è formato

da striscie in generale nettamente definite ad un estremo e sfumate all'altro. Spesso tali spettri sono costituiti da numerose bande, aventi tutte il margine netto verso la stessa parte (per es. verso il rosso) e quello sfumato verso la parte opposta, onde l'insieme presenta realmente l'aspetto di una fila di colonne ombreggiate da un lato. Adoperando spettroscopi di fortissimo potere risolutivo, ogni banda appare decomponibile in un grandissimo numero di righe, assai vicine

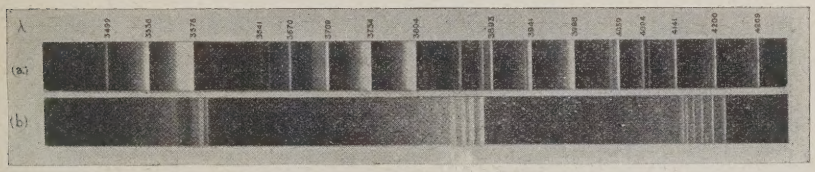


Fig. 61.
Spettro a bande (a = Azoto; b = Cianogeno).

tra loro ed anzi tanto più prossime quanto più si procede verso l'estremo nettamente definito della banda stessa.

Ciò posto, la fisica insegna che, in generale:

1° i corpi solidi e liquidi danno uno spettro continuo

2° I vapori metallici ed i gas monoatomici danno uno spettro a righe isolate

3° I metalloidi aeriformi — eccettuato l'idrogeno ed alcuni altri — danno uno spettro a bande.

Più esattamente, sembra ora dimostrato che « *gli spettri a righe sono dovuti agli atomi e quelli a bande alle molecole* ». Così per es. nello spettro dei vapori di iodio si osserva diminuire l'intensità delle bande man mano che aumenta la disassociazione e cioè che la molecola biatomica dello iodio I_2 si scinde in due atomi separati.

76. Spettri a righe isolate. Lo studio degli spettri a righe, che sono indubbiamente i più importanti per l'Astrofisica, ha occupato un gran numero di fisici e di astronomi: Huggins, Lockyer, Rowland, Balmer, Bohr, Rydberg, Ritz ecc. e non è ancora completamente terminato. Cercheremo qui di riassumere ciò che l'astronomo deve conoscere in

proposito, rimandando i lettori desiderosi di più ampie notizie ai trattati generali di spettroscopia [1].

I primi osservatori degli spettri si accorsero subito che le righe, di cui sono formati, procedono con una certa regolarità; più precisamente le righe spettrali, tenendo conto della loro posizione e di molti caratteri fisici (larghezza, splendore, comportamento in un campo magnetico ecc.) possono dividersi in più famiglie o « *serie* » ognuna composta d'infinite righe. Esse sono:

1° La *serie principale*, per la quale il PASCHEN adopera la lettera p se i suoi termini sono semplici, e p_i se composti

2° La *prima serie accessoria*, detta anche « *serie diffusa* » giacchè composta di righe dall'aspetto sfumato; per essa si adoperano le lettere d e d_i.

3° La *seconda serie accessoria*, detta anche « *serie secondaria* », o serie netta giacchè composta di righe ben nette, per la quale si adopera la lettera s.

4° La *serie di Bergmann* o *serie fondamentale*, che interessa specialmente la regione ultravioletta, e per cui si adoperano le lettere b, b_i oppure f, f_i.

Carattere comune di tutte le serie è che, procedendo dal rosso al violetto, *la distanza di due righe successive diminuisce e tende ad annullarsi, mentre le righe stesse si avvicinano ad una posizione limite che si chiama « testa » o « radice » della serie*. Più precisamente *le due serie accessorie hanno una medesima testa, mentre la serie principale ha una testa differente, in posizione più avanzata verso il violetto*. Inoltre, per quanto riguarda l'intensità delle varie righe di una stessa serie, essa diminuisce andando verso il violetto, a partire da una posizione determinata.

Ma vi sono altre proprietà, degne di essere messe in rilievo, giacchè può avvenire che ciascuna riga si scinda in due o tre righe *(doublets* e *triplets)* e quindi che ciascuna

---

[1] Cfr. per es. SOMMERFELD, *La Constitution de l'Atome et les Raies Spectrales*, Paris, Blancard, 1923. Cfr. anche PASCHEN-GOTZE *Seriengesetze der linienspektren* (Berlin, Springer, 1922).

serie si suddivida in « *serie parziali* ». In questo caso, occorre notare che *nelle serie accessorie è costante la differenza di frequenza (inversa della lunghezza d'onda) relativa a ciascun doublet o triplet, mentre nella serie principale questa differenza tende ad annullarsi andando verso il violetto. Ne segue che, se la serie principale si decompone in più serie parziali esse hanno la stessa testa, mentre ciò non avviene per le serie accessorie.*

Premesse queste nozioni, risultanti dalle osservazioni di laboratorio, si poneva naturalmente il problema di trovare

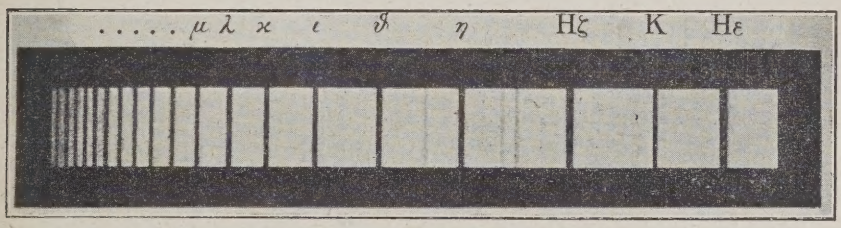


Fig. 62.
Serie di Balmer nello spettro di β Orionis.
(Dal Newcomb-Engelmanns).

delle formole analitiche atte a rappresentarci la posizione delle righe di ciascuna serie. E la prima soluzione fu trovata nel 1885 dal fisico svizzero BALMER, il quale mostrò che la lunghezza d'onda λ delle righe che formano lo spettro visivo dell'idrogeno era perfettamente rappresentata dalla formola:

$$\lambda = 3645{,}6 \frac{n^2}{n^2 - 4} \tag{71}$$

essendo n un intero qualsiasi maggiore di 2 ed esprimendo λ in unità Angstrom. Questa formola, detta *serie di Balmer*, viene oggi scritta nel modo seguente:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right] \tag{72}$$

dove n è un intero qualsiasi, maggiore di 2, ed R si chiama col nome di « *costante di Rydberg* » ed è eguale a 109677,69

esprimendo λ in centimetri ed a $1{,}09677.10^{-3}$ esprimendo λ in *U. A.* Ponendo $n = 3, 4, 5, 6$ ecc. si ottengono le varie righe della serie visuale dell'idrogeno; la « testa » corrisponde ad $n = \infty$ cioè a $\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{4}$.

Estendendo le ricerche al campo infrarosso ed ultravioletto, si sono trovate per l'idrogeno altre due serie, la prima delle quali, scoperta dal Paschen, è rappresentata dalla formola:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right] \tag{73}$$

e l'altra dalla formola:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right] \tag{74}$$

che si chiama « *serie di Lyman o serie ultravioletta dell'idrogeno* ».

Aggiungiamo ancora che *E.* Pickering scoprì nello spettro della stella ζ Puppis una serie di righe rappresentate dalla formola:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n + {}^1/_2)^2}\right] \tag{75}$$

la quale venne creduta, a torto, come la seconda serie accessoria dell'idrogeno, di cui la serie di Balmer sarebbe stata la prima accessoria nel campo visivo, mentre ora il Bohr ha dimostrato che la (75) appartiene invece all'elio ionizzato ($He+$), cioè all'elio il cui atomo ha perduto un elettrone.

Restava di passare dall'idrogeno agli altri elementi e di trovare le serie che ne individuano la posizione delle righe spettrali; ma forse le sole esperienze di laboratorio sarebbero state insufficienti a risolvere l'arduo problema, se la moderna teoria dell'atomo del Bohr e quella dei « *quanta* » del Planck non fossero venute in soccorso illuminando la strada da percorrere. E di esse andiamo ora ad occuparci.

77. Costituzione dell'atomo. Secondo le moderne vedute, si ammette che l'atomo sia formato da un certo numero di *elettroni*, caricati negativamente, e da un *nucleo* nel quale risiede presso che tutta la massa dell'atomo e che è carico di elettricità positiva in modo tale che l'atomo stesso risulti neutro.

L'atomo più semplice è quello dell'idrogeno costituito da un nucleo, che diremo « *protone* », accompagnato da un solo elettrone. Per gli altri corpi, se p è il peso atomico, si ammette che il nucleo sia costituito da p protoni; esso avrà quindi una carica positiva p volte maggiore di quella del nucleo dell'idrogeno ed in conseguenza occorreranno p elettroni per rendere l'atomo neutro. Ora, secondo le moderne teorie, un certo numero Z di questi elettroni sono esterni al nucleo e vi circolano intorno, mentre i restanti $p - Z$ sono contenuti nel nucleo stesso e servono a cementare i p protoni che lo compongono. Ed anzi la Fisica insegna che questo numero Z — detto *numero atomico* — è precisamente eguale al numero d'ordine che occupa l'elemento considerato nel sistema periodico di Mendelejeff, che il lettore conosce dalla Chimica Generale. Tutte le proprietà chimiche di ogni corpo dipendono da questo numero, onde modernamente si designano col nome di « *isotopi* » quei corpi che hanno lo stesso numero di elettroni circolanti liberamente intorno al nucleo, appunto perchè essi occupano lo stesso posto nel sistema periodico di Mendelejeff (ἴσος eguale, τόπος luogo).

Così, p. es., l'elio occupa il secondo posto nel sistema di Mendelejeff ed il suo peso atomico è uguale a 4; ne segue che l'atomo dell'elio conterrà in tutto 4 elettroni, di cui 2 circolanti liberamente intorno al nucleo e 2 interni al nucleo stesso. Analogamente l'uranio ha un peso atomico di 238 ed occupa il 92° posto nel sistema periodico; il suo atomo contiene dunque 238 elettroni, di cui 92 circolanti intorno al nucleo e 146 interni al nucleo stesso, ecc.

Può avvenire però che l'atomo, sottoposto a forte eccitazione, perda qualcuno degli elettroni circolanti intorno al nucleo, specie i più lontani; allora esso si chiama « *ionizzato* », semplicemente, doppiamente, ecc, secondo che gli elettroni perduti sono 1, 2, ecc., e s'indica questo fatto facendo

seguire al simbolo chimico dell'elemento altrettanti segni +, giacchè, a cagione della perdita di elettroni, l'atomo resta caricato positivamente. Così $He+$ indica l'elio semplicemente ionizzato, $Fe++$ il ferro doppiamento ionizzato ecc.

Per comodità dei lettori riportiamo il sistema periodico degli elementi, esprimendoli con i loro simboli chimici preceduti dal numero atomico e seguiti dal peso atomico posto tra parentesi.

Premesse queste nozioni, si presenta il problema di determinare il movimento degli elettroni intorno al nucleo atomico; problema che ha qualche analogia con quello del moto dei pianeti intorno al Sole, giacchè gli elettroni, carichi di elettricità negativa, si respingono tra di loro, mentre vengono attratti dal nucleo elettrizzato positivamente. Ed anzi, secondo la legge di Coulomb, le attrazioni e repulsioni elettriche variano in ragione inversa del quadrato delle distanze, precisamente come avviene per le masse materiali secondo la legge di Newton; onde gli elettroni, astrazione fatta dalle mutue perturbazioni, circoleranno intorno al nucleo obbedendo a leggi analoghe a quelle date da Keplero per il moto dei pianeti. Ma ciò non sarebbe bastato a risolvere completamente il problema delle serie spettrali se il Planck non avesse introdotto nella Fisica la geniale concezione dei « quanta » di cui passiamo ora ad occuparci.

78. Teoria dei "quanta". Supponiamo che un punto di massa m si muova con velocità costante v descrivendo uno spazio s; il prodotto mvs si chiama in meccanica col nome di « *azione* » ed ha le dimensioni $[ML^2T^{-1}]$. Così, p. es., un elettrone che descriva intorno al nucleo atomico un'orbita circolare di raggio r con velocità v, svolge durante una rivoluzione un'azione eguale a $2\pi\mu rv$, essendo μ la massa dell'elettrone stesso [1].

---

[1] Per maggiori dettagli sulla teoria dei *quanta*, cfr. oltre al SOMMERFELD, le *Théorie des quanta et l'atome de Bohr* di L. BRILLOUIN. (Paris, J. de Physique, 1922.

Sistema periodico degli Elementi.

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1 — *H* (1,008)	—	—	—	—	—	—	2 — *He* (4,00)
3 — *Li* (6,94)	4 — *Be* (9,01)	5 — *B* (11,0)	6 — *C* (12,0)	7 — *N* (14,01)	8 — *O* (16,0)	9 — *Fl* (19,0)	10 — *Ne* (20,2)
11 — *Na* (23,00)	12 — *Mg* (24,32)	13 — *Al* (27,1)	14 — *Si* (28,3)	15 — *P* (31,04)	16 — *S* (32,06)	17 — *Cl* (35,46)	18 — *A* (39,88
19 — *K* (39,10	20 — *Ca* (40,07)	21 — *Sc* (45,1)	22 — *Ti* (48,1)	23 — *V* (51,0)	24 — *Cr* (52,0)	25 — *Mn* (54,93)	26 *F*: (55,8); 27 *Co*; (58,9); 28 *Ni* (58,7)
29 — *Cu* (63,57)	30 — *Zn* (65,37)	31 — *Ga* (69,9)	32 — *Ge* (72,5)	33 — *As* (74,96)	34 — *Se* (79,2)	35 — *Br* (79,92)	36 — *Kr* (82,92)
37 — *Rb* (85,45)	38 — *Sr* (87,63)	39 — *Y* (88,7)	40 — *Zr* (90,6)	41 — *Nb* (93,5)	42 — *Mo* (96,0)	—	44 *Ru*; (101,7); 45 *Rh*; (102,9); 46 *Pd* (106,7)
47 — *Ag* (107,88)	48 — *Cd* (112,4)	49 — *In* (114,8)	50 — *Sn* (118,7)	51 — *Sb* (120,2)	52 — *Te* (127,5)	53 — *I* (126,92)	—
55 — *Cs* (132,81)	56 — *Ba* (137,37)	(57 — 72: Terre rare)		73 — *Ta* (181,5)	74 — *W* (184,0)	—	76 *Os*; (190,9); 77 *Ir*; (193,1); 78 *Pt* (195,2)
—	88 — *Ra* (226,0)	89 — *Ac* (226)	90 — *Th* (232,1)	91 — *Pa* (230)	92 — *U* (238,2)	—	—

Ciò posto il Planck avanza l'ipotesi che *l'azione elettronica debba necessariamente essere multipla di una costante universale* h, *detta " quanto d'azione "*, onde avremo:

$$2\pi\mu r v = nh \tag{76}$$

essendo n un intero qualunque.

D'altra parte, se chiamiamo con E la carica positiva del nucleo e con $-e$ quella negativa dell'elettrone considerato, secondo la legge di Coulomb la forza con cui il nucleo stesso attirerà l'elettrone sarà $\frac{Ee}{r^2}$, la quale — supponendo per semplicità il moto circolare — dovrà risultare uguale alle forza centrifuga cioè a $\frac{\mu v^2}{r}$. Avremo dunque:

$$\frac{Ee}{r^2} = \frac{\mu v^2}{r} \tag{77}$$

la quale, eliminando v con la 76), ci dà:

$$r = \left(\frac{h^2}{4\pi^2 \mu E e}\right) n^2 \tag{78}$$

donde segue che *i raggi delle orbite circolari che l'elettrone può descrivere intorno al nucleo atomico — dette " orbite quantiche "* — stanno tra loro come *i quadrati dei numeri interi.*

Per procedere ancora nel nostro studio, cerchiamo l'energia totale W di cui è dotato l'elettrone mentre descrive l'orbita quantica corrispondente ad un valore qualsiasi di n. A tale proposito basta ricordare, dalla Meccanica, che l'energia totale risulta dalla somma algebrica dell'energia potenziale P e dell'energia cinetica T, di cui la prima è eguale a $-\frac{Ee}{r}$ e l'altra a $\frac{1}{2}\mu v^2$.

Avremo dunque in totale:

$$W = T + P = \frac{1}{2}\mu v^2 - \frac{Ee}{r} \tag{79}$$

da cui eliminando v con la (77) risulta:

$$W = -\frac{Ee}{2r} \tag{80}$$

e, sostituendo al posto di r il suo valore dato dalla (78):

$$W = -\left(\frac{2\pi^2 E^2 e^2 \mu}{h^2}\right)\frac{1}{n^2} \tag{81}$$

Vale a dire *l'energia totale dell'elettrone che descrive una orbita quantica circolare è inversamente proporzionale al quadrato del numero quantico* n.

Ciò posto, il Bohr suppone che, quando l'atomo viene eccitato, l'elettrone salti bruscamente dall'antica orbita quantica di posto n ad una nuova orbita quantica di posto k, mettendo quindi in libertà una quantità Q di energia eguale alla differenza tra l'energia primitiva W e quella W_1 corrispondente alle nuove orbite. Avremo dunque:

$$Q = \frac{2\pi^2 E^2 e^2 \mu}{h^2}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right). \tag{82}$$

Arrivati a questo punto entra in giuoco il secondo postulato del Planck. Come vedemmo, la costante universale h, o « *quanto d'azione* », ha le dimensioni $[ML^2T^{-1}]$ mentre la *frequenza* N — e cioè il numero di oscillazioni compiute nell'unità di tempo — ha le dimensioni $[T^{-1}]$, donde segue che il prodotto hN avrà le dimensioni $[ML^2T^{-2}]$, vale a dire, come insegna la Meccanica, avrà le stesse dimensioni di un'energia. Ciò posto, il Planck chiama questo prodotto col nome di « *quanto d'energia* » e suppone che l'*energia svolta ed assorbita ad ogni salto d'elettrone debba essere precisamente eguale ad un quanto.*

La (82) dà allora:

$$hN = \frac{2\pi^2 E^2 e^2 \mu}{h^2}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \tag{83}$$

e quindi:

$$N = \frac{2\pi^2 E^2 e^2 \mu}{h^3}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \tag{84}$$

Ora, indicando con c la velocità della luce, si ha dalla Fisica elementare la ben nota relazione tra frequenza e lunghezza d'onda:

$$N\lambda = c \tag{85}$$

da cui sostituendo nella 84) abbiamo:

$$\frac{1}{\lambda} = R\frac{E^2}{e^2}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) = RZ^2\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \tag{86}$$

avendo posto

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 \mu}{h^3 c}. \tag{87}$$

e ricordando che, essendo l'atomo neutro, il numero Z degli elettroni liberi è eguale alla carica E del nucleo divisa per la carica e di ciascun elettrone.

Calcolando il valore della *costante di Rydberg* R con i valori dati dalla Fisica e cioè, ponendo, in C. G. S.:

$$c = 3.10^{10}; \quad e = 4{,}77.10^{-10}; \quad \frac{e}{\mu} = 1{,}77.10^7 c; \quad h = 6{,}55.10^{-27}$$

risulta

$$R = \frac{2\pi^2 . 4{,}77^5 . 10^{-50}}{1{,}77 . 9 . 6{,}55^3 . 10^{-54}} = 1{,}089.10^5 \tag{88}$$

essendo λ espressa in cm. e quindi, se esprimiamo λ in U. A., si ha $R = 1{,}089.10^{-3}$, valore che concorda quasi esattamente col valore $R = 1{,}097.10^{-3}$ fornito dalle osservazioni spettroscopiche, dando così una bella conferma di questa teoria.

Dobbiamo ora estendere le nostre considerazioni dal caso di un elettrone che descriva un'orbita circolare intorno al nucleo al caso di un'orbita qualunque, e ciò può farsi decomponendo la velocità dell'elettrone in una componente radiale

ed in una componente azimutale e calcolando quindi, per ogni rivoluzione, l'azione radiale A_r e l'azione azimutale A_a, le quali — secondo il principio di Planck — dovranno essere multiple della costante universale h.

Avremo quindi

$$A_r = hn_1 \tag{89}$$

$$A_a = hn_2 \tag{90}$$

dove i due interi n_1 ed n_2 si chiamano i « *numeri quantici* » dell'orbita considerata.

Non resta che calcolare l'energia W in funzione di n_1 ed n_2, osservando che quando l'elettrone stesso salta da un'orbita ad un'altra, la perdita od il guadagno di energia deve essere eguale a hN.

Noi non entreremo qui in maggiori dettagli, trattandosi di cosa che riguarda più la Fisica teorica che l'Astronomia, e solo ci contenteremo di osservare che *nel caso di un'orbita ellittica* [1] *(caso dell'idrogeno) l'energia dipende dalla somma* $n_1 + n_2$, onde chiamando questa somma con n, *siamo ricondotti ai medesimi risultati di un'orbita circolare.*

79. Teoria delle serie spettrali. Applichiamo ora le cose esposte alle serie spettrali, cominciando dall'elemento più semplice che è l'idrogeno, il cui atomo contiene un solo elettrone che ruota quindi intorno al nucleo con un'orbita ellittica o circolare. La (86) ci dà allora, essendo $Z = 1$,

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \tag{91}$$

nella quale, ponendo rispettivamente $k = 1, 2, 3$ si ottengono le serie del Lyman, del Balmer e del Paschen date dalle formule 72), 73) e 74). Vediamo quindi che *le serie ultravioletta, visuale ed infrarossa dell'idrogeno corrispondono ai casi*

---

[1] Cfr. SOMMERFELD, *La Constitution de l'Atome et les Raies Spectrales*, T. I, pag. 293 (Paris, Blanchard, 1923).

in cui l'elettrone parte dalla prima, dalla seconda o dalla terza orbita quantica.

Egualmente facile è la discussione dello spettro dell'elio ionizzato ($He+$), giacchè allora non vi è più che un solo elettrone e basta semplicemente porre $Z = 2$ nella (86) ottenendo:

$$\frac{1}{\lambda} = 4R\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \tag{92}$$

che si può scrivere sotto la forma:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{(k/2)^2} - \frac{1}{(n/2)^2}\right) \tag{93}$$

la quale, ponendo $k = 4$ ed $n = 2m + 1$, diviene

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(m + 1/2)^2}\right) \tag{94}$$

la quale coincide con la (75) del Pickering. Analogamente si discuterebbe lo spettro del litio doppiamente ionizzato ($Li++$), ponendo $Z = 3$ ecc.

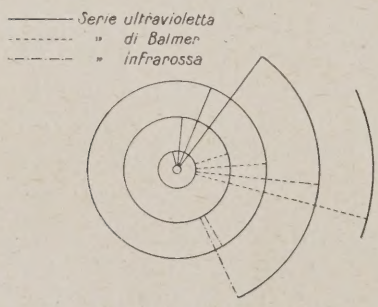


Fig. 63.
Generazione delle serie dell'idrogeno col salto dell'elettrone da un'orbita quantica ad un'altra.

Assai più difficile invece è il caso di elementi il cui atomo conservi più elettroni circolanti intorno al nucleo, giacchè allora la determinazione della traiettoria che essi percorrono richiederebbe la soluzione del problema degli n corpi, che l'analisi matematica non è oggi in grado di fornirci. Occorre allora contentarci di procedimenti approssimati e ciò può farsi supponendo che l'assorbimento, o l'emissione di energia, provenga dal salto dell'ultimo elettrone — od *elettrone esterno* — ed

immaginando che esso sia sollecitato da una forza centrale P, funzione della sola distanza r dal nucleo.

Con queste ipotesi semplificatrici diviene facile calcolare l'orbita del nominato elettrone esterno [1], la quale, per quanto si è detto, verrà a dipendere da *due numeri quantici*; ed anzi si dimostra che fissando il numero azimutale n_2 e facendo variare il numero radiale si hanno le diverse righe di una stessa serie, mentre invece variando il numero azimutale si ottengono serie diverse.

Più particolarmente:

1° Per $n_2 = 1$, si hanno termini in s della seconda serie accessoria o serie secondaria.

2° Per $n_2 = 2$ termini in p della serie principale.

3° Per $n_2 = 3$ termini in d della prima serie accessoria o serie diffusa.

4° Per $n_2 = 4$ termini in f della serie di Bergman o serie fondamentale ecc.

Formalmente il termine generale di ciascuna serie può scriversi come differenza di due termini (rappresentanti la energia dell'elettrone prima e dopo il salto) di cui il primo corrisponde alla « testa » della serie stessa, mentre il secondo

---

[1] Si sa dalla Meccanica Razionale che il problema di determinare il movimento di un punto sottomesso ad un forza centrale, funzione della sola distanza r dal centro, è facilmente risolubile servendosi dei due integrali delle aree e della forza viva, i quali permettono di ridurlo alle quadrature.

Indicando infatti con F la forza, funzione della sola r, il potenziale P sarà dato dall'integrale $\int F(r)dr$ e può quindi considerarsi come una funzione nota della r. Allora l'integrale delle forze vive diviene, supponendo per semplicità la massa eguale all'unità,

$$V^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = 2P + h;$$

l'integrale delle aree da invece $r^2 d\theta = cdt$. Eliminando tra essi il dt e separando le variabili si ha:

$$\theta = c\int \frac{dr}{\sqrt{(2P+h)r^4 - c^2 r^2}} + \text{cost.}$$

dipende dal posto occupato dalla riga che si desidera conoscere e si chiama « *termine corrente* «. Analogamente il numero n che permette di distinguere i vari termini di ciascuna serie si chiama « *numero corrente* ».

Inoltre occorre una duplice osservazione, e cioè:

1° Che in pratica i termini in s, p, d, f possono combinarsi due a due tra loro per formare una riga spettrale (*principio di combinazione* del Ritz), con la condizione però che i numeri quantici azimutali relativi ai due termini differiscano di un'unità (*principio di selezione*, dimostrabile col teorema della conservazione dei momenti della quantità di moto) (¹).

2° Che nei calcoli precedenti noi abbiamo sempre supposta la massa dell'elettrone infinitesima rispetto a quella del nucleo, ciò che non è, onde ne risulta un piccolo errore, paragonabile a quello che si avrebbe in astronomia trascurando la massa dei pianeti rispetto a quella del Sole. Il calcolo mostra che esso si corregge sostituendo alla costante R di Rydberg, il valore $R' = \frac{R}{1 + m/M}$ dove m è la massa dell'elettrone ed M quella del nucleo. Ed a tale scopo ricordiamo che , essendo la massa dell'elettrone eguale a circa $1/1847$ della massa del protone, il rapporto m/M è eguale ad $1/1847p$ dove p è il peso atomico, e quindi si ha per l'idrogeno $m/M = 1/1847$, per l'elio $m/M = 1/7388$, ecc.

Per andare più innanzi, occorre fissare analiticamente l'espressione di F in funzione della distanza r, ed il Rydberg ha proposto l'espressione binomia $F = \frac{a}{r^2} + \frac{b}{r^4}$ mentre il Ritz adopera quella trinomia $F = \frac{a}{r^2} + \frac{b}{r^4} + \frac{c}{r^6}$ ottenendo formole

(¹) Inoltre si osservano frequentemente le combinazioni

$$\frac{1}{\lambda} = (mp) - (nf)$$

$$\frac{1}{\lambda} = (mp) - (np)$$

più complicate ma più esatte. Fermandoci, p. es., all'espressione del Rydberg e chiamando con d, f, p, s delle costanti caratteristiche di ciascun elemento, abbiamo [1], indicando con n il « *numero corrente* » e con m un intero:

1° Per la serie principale (principal serie, hauptserie):

$$\frac{1}{\lambda} = R\left[\frac{1}{(m+s)^2} - \frac{1}{(n+p)^2}\right] \tag{95}$$

2° Per la serie secondaria (sharp serie, scharfe serie):

$$\frac{1}{\lambda} = R\left[\frac{1}{(m+p)^2} - \frac{1}{(n+s)^2}\right] \tag{96}$$

3° Per la serie diffusa (diffuse serie, unscharfe serie):

$$\frac{1}{\lambda} = R\left[\frac{1}{(m+p)^2} - \frac{1}{(n+d)^2}\right] \tag{97}$$

4° Per la serie di Bergmann (fondamental serie):

$$\frac{1}{\lambda} = R\left[\frac{1}{(m+d)^2} - \frac{1}{(n+f)}\right] \tag{98}$$

Le righe più intense si hanno per $m = 1$ (cfr. 99) onde le serie possono indicarsi praticamente nel modo seguente:

Serie principale: $\frac{1}{\lambda} = (1s) - (np)$.

Serie secondaria: $\frac{1}{\lambda} = (1p) - (ns)$.

Serie diffusa: $\frac{1}{\lambda} = (1p) - (nd)$.

Serie fondamentale: $\frac{1}{\lambda} = (1d) - (nf)$.

---

[1] Per maggiori notizie cfr. PASCHEN-GOTZE, *Seriengesetze der linienspectren*. (Berlin, Springer, 1922).

Aggiungiamo ancora che le costanti d, f, p, caratteristiche di ogni elemento [1] possono avere valori multipli, nel qual caso occorre scriverle aggiungendo loro un indice (d_i, b_i, p_i) e le righe spettrali risultano multiple: p. es. $1s_2 - 1p_2$ indica la doppia [D] del sodio.

80. Righe dell'arco e della scintilla (enhanced lines). - Potenziale di jonizzazione. - Cenni sulla teoria di M. Nad Saha. Nei laboratori di fisica, gli spettri di emissione si ottengono servendosi della fiamma (becco di Bunsen), dell'arco-elettrico o della scintilla elettrica; abbiamo quindi tre categorie di spettri che chiameremo rispettivamente *spettro di fiamma* (flame spectrum, Flammenspektrum), *spettro d'arco* (arc spectrum, Bogenspektrum), *spettro di scintilla* (sparkspectrum, Funkenspektrum).

In generale lo spettro dell'arco si presenta simile a quello della fiamma, differendo solo per un certo numero di righe aggiunte; mentre, invece, passando dall'arco alla scintilla riscontriamo cambiamenti ben più notevoli, giacchè da un lato compaiono delle nuove righe e si rinforzano molte delle esistenti e, d'altra parte, varie righe s'indeboliscono ed alcune scompaiono.

Il Lockyer chiamò le righe della prima classe col nome di *righe rinforzate (enhanced lines)* e spiegò la profonda differenza tra lo spettro dell'arco e quello della scintilla ammettendo che, a cagione del calore più intenso, l'elemento esaminato si decomponesse in uno più semplice, che egli indicava col prefisso « proto », p. es.: protoferro, protocalcio, ecc. E la spettroscopia moderna ha sostanzialmente

---

(1) Per le differenze di notazione cfr. FOWLER *Report on Series*, London, Fleetway, 1922. Le serie successive alla serie f s'indicano con g, h, i, ecc. Aggiungiamo poi che, se invece di adoperare per la forza F la forma binomiale del Rydberg, si usa quella trinomia del Ritz $\left(F = \frac{a}{r^2} + \frac{b}{r^4} + \frac{c}{r^6}\right)$ si ottiene per il termine generale delle serie un'espressione più esatta ma più complicata, dove oltre alle costanti d, f, p, s compaiono altre quattro costanti δ, φ, π, σ. (Cfr. PASCHEN op. cit.).

confermato queste originali vedute, insegnando che *le righe della fiamma e dell' arco caratterizzano l' atomo neutro, mentre le righe rinforzate della scintilla caratterizzano l' atomo ionizzato*, cioè privo di qualche elettrone [1].

Partendo da questo fatto, diviene facile spiegare le modificazioni che si operano nello spettro di un elemento ionizzato.

Infatti in un atomo neutro, l' ultimo elettrone, al cui salto è dovuta la formazione delle righe spettrali, è sollecitato dalla carica elettrica del nucleo e di tutti gli altri elettroni la quale, complessivamente, vale e: cioè è eguale e contraria a quella $-e$ dell' ultimo elettrone, giacchè la carica elettrica totale dell' atomo deve risultare eguale a zero. Se immaginiamo invece che l' atomo perda un elettrone, la sua carica totale diverrà eguale ad e, ed essendo $-e$ la carica dell' ultimo elettrone, ne risulta che la carica complessiva del nucleo e di tutti gli altri elettroni che sollecitano l' ultimo sarà $2e$. Segue allora che nelle formole rappresentanti le serie spettrali degli elementi semplicemente ionizzati occorre porre $Z = 2$ e cioè sostituise R con $4R$; analogamente è facile vedere che negli elementi doppiamente ionizzati si deve porre $Z = 3$ e cioè sostituire R con $9R$, ecc. Inoltre, poichè l' atomo ionizzato ha perduto un elettrone, esso si trova in condizioni analoghe a quelle dell' atomo degli elementi aventi un numero atomico inferiore di un' unità, ciò che rende facilmente intuibile il cosidetto « *teorema di spostamento* » il quale afferma che « *lo spettro di scintilla di ogni elemento ha una struttura identica a quella dello spettro d' arco dell' elemento avente numero atomico inferiore di un' unità* ».

Ciò posto, indichiamo con V la differenza di potenziale tra due luoghi occupati da un elettrone prima e dopo il salto da un' orbita all' altra; l' energia ottenuta sarà eV, la quale,

---

[1] Insieme con le righe dell' arco e della scintilla, vanno pure ricordate le *Righe ultime* del Gramont, cioè le righe che cessano per ultime di apparire nello spettro quando si diminuisce, man mano, la quantità dell' elemento presente in una sostanza. Queste righe sono, in genere, dovute agli atomi che si trovano nel più basso livello di energia (cfr. n. 99).

per il noto principio di Planck, dovrà essere eguale al « quanto » hN. Avremo quindi per V, detto « *potenziale di eccitazione* »:

$$V = \frac{hN}{e} \tag{99}$$

e cioè per la 85)

$$V = \frac{hc}{\lambda e} \tag{100}$$

la quale, misurando V in volts e λ in unità Angstrom, diviene:

$$V = \frac{12345}{\lambda}. \tag{101}$$

Così, p. es., per la D del sodio ($\lambda = 5890$) si ha un potenziale di eccitazione di 2,1 volts.

In particolare, se λ è la lunghezza d'onda corrispondente alla testa di una serie, avremo per V il potenziale di eccitazione necessario ad allontanare indefinitamente un elettrone dal nucleo cioè a ionizzare l'atomo, o, come si dice, il « *potenziale di ionizzazione* ».

Eccone i valori per alcuni elementi:

He +	54,18	*Sr* +	10,98	*Li*	5,37
He	24,41	*Ba* +	9,96	*Ba*	5,19
Zn +	18,20	*Zn*	9,35	*Na*	5,11
Mg +	14,97	*Mg*	7,65	*K*	4,32
H	13,54	*Ca*	6,08	*Rb*	4,16
Ca +	11,82	*Sr*	5,67	*Cs*	3,81

Ma per l'astronomia siderale ha somma importanza il calcolare il « *grado di ionizzazione* », vale a dire la percentuale di atomi ionizzati di un gas a temperatura T e pressione P.

A tale scopo occorre considerare anzitutto che in un tal gas, in ogni istante vi saranno degli atomi che si ionizzano

perdendo i loro elettroni, mentre all'opposto altri elettroni liberi si riuniranno ad atomi già ionizzati facendoli tornare neutri. Avremo quindi un *processo riversibile*, analogo a quello di un gas A che si dissocia in due componenti B e C ed in cui lo stato di regime viene raggiunto quando in ogni istante il numero delle molecole A che si decompongono è uguale a quello delle molecole B e C che si ricompongono tra loro, ciò che s'indica con la notazione: $A \rightleftarrows B + C$.

Ora, se chiamiamo con α la concentrazione molecolare (numero di molecole per unità di volume) di A, con β e γ quelle di B e C, il numero di molecole che si dissociano nell'unità di tempo sarà proporzionale ad α e quello delle molecole che si ricompongono sarà proporzionale a $\beta\gamma$. Avremo dunque nello stato di regime

$$k\alpha = k'\beta\gamma \tag{102}$$

dove k e k' sono coefficienti di proporzionalità; la quale equazione, ricordando che la pressione esercitata da un gas è proporzionale alla concentrazione molecolare, e chiamando con p, p_1, p_2 le pressioni di A, B, C, diviene:

$$\frac{p_1 p_2}{p} = h. \tag{103}$$

essendo h indipendente dalla pressione.

Per la medesima proprietà, indicando con x la frazione di gas dissociato e con P la pressione totale, avremo:

$$P = p + p_1 + p_2 \tag{104}$$

$$p : p_1 : p_2 :: 1 - x : x : x \tag{105}$$

e quindi la 103) diverrà, ricavando dalla 104) e 105) i valori di p, p_1, p_2 e sostituendoli nella 103) stessa:

$$\frac{x^2}{1 - x^2} P = h. \tag{106}$$

Fondandosi su tali principî, il fisico indiano MEGH NAD SAHA [1] si è proposto di calcolare la funzione incognita h, giovandosi di considerazioni termodinamiche su cui ora non possiamo estenderci, ed è pervenuto in tal modo alla formola:

$$\log \frac{x^2}{1-x^2} P = -\frac{5050\,V}{T} + 2{,}5 \log T - 6{,}5 \tag{107}$$

dove T indica la temperatura assoluta, V il potenziale di ionizzazione (in volts), P la pressione in atmosfere, x il grado di ionizzazione ed i logaritmi sono a base decimale.

La (107) mostra immediatameute che « *il grado di ionizzazione è tanto più elevato quanto minore è il potenziale di ionizzazione; e, per un dato valore del potenziale stesso, cresce con la temperatura e diminuisce con la pressione* ».

Così, p. es., per il calcio ($V = 6{,}09$), abbiamo la seguente percentuale di atomi ionizzati:

Pressione (atmosf.)	10	1	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Temperatura:						
4000	0	0	0	3	9	25
5000	0	2	6	20	55	90
6000	2	8	26	64	93	99
7000	7	23	68	91	99	100
8000	16	46	84	98,5	100	100
10000	46	85	98,5	100	100	100
12000	76	96,5	100	100	100	100

81. Applicazioni della teoria di Megh Nad Saha alla astronomia siderale. Come vedremo più estesamente nel secondo volume di questo Trattato parlando dell'evoluzione stellare, i primi studiosi di spettroscopia siderale e segna-

---

[1] Cfr. MEGH NAD SAHA Phil. Mag., voll. 40, 41 e 42. Cfr. anche BOSLER *L'évolution des étoilès* - Paris, Blanchard, 1923, avvertendo che la formola riportata dal Bosler è inesatta per mancanza del coefficiente di riduzione di V in calorie.

tamente il P. A. Secchi, si accorsero che nello spettro di alcune stelle apparivano alcuni elementi ed in quello di altre stelle altri elementi. In generale si trovò anzi che l'idrogeno e l'elio si notavano principalmente nelle stelle bianche e bianco-azzurrognole, le quali, come vedemmo, hanno temperatura più alta; mentre invece nelle stelle gialle e giallo-aranciate, la cui temperatura è meno elevata, apparivano principalmente gli spettri metallici.

Non solo; ma più tardi, quando cominciarono a sorgere le prime idee sopra l'evoluzione delle stelle e sul ciclo che esse percorrono dalla formazione all'estinzione, si constatò un altro fenomeno di grande importanza. E cioè si vide che — a parità di temperatura — nello spettro delle stelle più giovani, dette stelle « giganti » giacchè hanno debolissima densità media e grande volume, si presentano le righe della scintilla in maggior copia che nello spettro delle stelle « nane », cioè di stelle adulte aventi maggiore densità media e volume più piccolo.

Tutti questi fenomeni, rimasti fino a pochi anni or sono più o meno misteriosi, sono ora agevolmente spiegati dalla teoria del Saha, ricordando, come vedemmo, che lo spettro dei gas dipende dal loro grado di ionizzazione il quale, a sua volta, è funzione della temperatura e della pressione.

Così se immaginiamo una stella ad alta temperatura, la maggior parte degli elementi metallici sarà più volte ionizzata e quindi — come risulta dalle stesse formole 95) 96) ecc. sostituendo R con $4R$, $9R$ ecc. — avranno in generale degli spettri ultravioletti, spesso inosservabili anche fotograficamente giacchè l'atmosfera terrestre non trasmette onde più brevi di 2900 U. A.; mentre al contrario l'idrogeno e l'elio che hanno un forte potenziale di ionizzazione, saranno ionizzati in minore quantità e potranno presentare uno spettro visibile.

Analogamente se abbiamo due stelle a 5000 gradi di temperatura, una di debole e l'altra di elevata densità, nella prima il calcio potrà trovarsi ionizzato mostrando le righe « enhanced » mentre nella seconda mostrerà le righe dell'arco elettrico, ecc.

In particolare supponendo la pressione eguale ad un decimo di atmosfera, Megh Nada Saha ha calcolato la seguente tabella [1]:

Temperatura stellare	Tipo spettrale	Fenomeni connessi
4000	*Ma*	Appare la riga *K* di Fraunhofer: comincia la ionizzazione del calcio.
4500	*Mb*	Appaiono le righe ordinarie dell'idrogeno.
7000	*G0*	Appare la riga $\lambda = 4481$ del magnesio ionizzato (*Mg* +).
12000	*A0*	Appaiono le prime righe di scintilla dell'elio ionizzato (*He* +).
14000	*B8*	Sparisce la riga $\lambda = 4295$ dello *Sc* ionizzato, essendo l'elemento doppiamente ionizzato.
17000	*B2*	Appare la riga $\lambda = 4686$ dell'elio ionizzato.
20000	*Oc*	Sparisce la riga *K* di Fraunhofer.
22000	*Ob*	L'idrogeno è completamente ionizzato e sparisce la serie di Balmer.
23000	*Oa*	Sparisce la riga $\lambda = 4481$ del magnesio ionizzato (*Mg* +), essendo l'elemento doppiamente (*Mg* + +) ionizzato.
24000	*Oa*	Sparisce la riga $\lambda = 4471$ dell'elio neutro (*He*), essendo l'elemento semplicemente ionizzato (*He* +).
25000-30000	*Pc*	Sparisce la riga $\lambda = 4686$ dell'elio ionizzato (*He* +), essendo l'elemento doppiamente ionizzato (*He* + +).

Si ha in tal modo un nuovo metodo per valutare la temperatura delle stelle, ed i risultati possono essere posti a

[1] Cfr. « Philosophic. Magazine », t. XLI.

confronto con quelli avuti dal Wilsing [1] col metodo fotometrico e dal Russell [2] col metodo dell'indice del colore, ottenendone il seguente specchietto:

Tipo spettrale	Saha	Russell	Wilsing
Oa	23000	—	—
B0	18000	20000	10700
B5	14000	14000	10500
Ao	12000	11000	9700
Fo	9000	7500	7300
Go	7000	5000	5000
Ko	—	4200	4400
K5	—	3200	3500
Ma	5000	3100	3150
Md	4000	—	—

Tale metodo di dedurre la temperatura stellare dal tipo spettrale è, nella pratica, il più comodo, pur dovendosi rilevare che è assai meno esatto [3] dei metodi fondati sopra la distribuzione di energia nello spettro.

Infatti occorre osservare che la pressione ammessa dal Saha (un decimo di atmosfera) è certamente forte ed in ogni caso ipotetica, mentre anzi l'Astronomia tende oggi a considerare come un'incognita la pressione regnante nell'atmosfera stellare, cercando di dedurla dalle osservazioni spettrali, al pari della temperatura (n. 99). Inoltre, per giungere alla (107), il Saha ha supposto che tutti gli elettroni che si

---

(1) *Pubbl. der Astr. Obs. zo Postdam.* Bd 24.

(2) Cfr. *Nature*, vol. XCIII ed *Observatory*, vol. XLIV.

(3) Secondo alcuni astronomi si spiegherebbe in tal modo la densità eccessivamente alta (50000 volte quella dell'acqua) che è stata trovata per il satellite di Sirio. Infatti la temperatura dedotta dal tipo spettrale sarebbe in questo caso assai più alta del vero; onde, per dar ragione della debole luminosità del satellite, si sarebbe costretti a supporre un diametro assai inferiore al vero e quindi una densità molto superiore alla reale.

trovano nell'atmosfera stellare siano dovuti a ionizzazione di atomi neutri, mentre, invece, possono trovarvisi altri elettroni liberi aventi origine diversa. In tal caso, per una data temperatura i gas raggiungono un grado di ionizzazione minore di quello indicato dalla (107), e quindi ad un dato grado di ionizzazione corrisponde una temperatura maggiore (1).

Ma senza dilungarci su questi particolari, notiamo che molti altri fenomeni, specialmente riguardanti la fisica solare, sono agevolmente spiegati dalla teoria del Saha.

Così, p. es., si comprende perchè la riga doppia [*D*] del sodio, che appartiene all'atomo neutro, non possa trovarsi nelle alte regioni della cromosfera solare; basta ricordare che il sodio a 6000 gradi di temperatura ed a una pressione di 10^{-3} atmosfere è completamente ionizzato. Analogamente si spiega perchè il rubidio, che ha un debole potenziale di ionizzazione, sia visibile quasi esclusivamente nello spettro delle macchie solari dove la temperatura è più bassa di quella normale della fotosfera, ecc.

82. Principali righe spettrali di alcuni elementi. Termineremo queste nozioni, di carattere prevalentemente teoretico, aggiungendo alcuni dettagli pratici sopra lo spettro degli elementi più comuni ed i lettori ne comprenderann l'importanza. Come infatti sarebbe ridicolo l'astronomo che dovesse consultare le carte celesti per ritrovare le costellazioni più notevoli, così sarebbe assurdo che egli dovesse ogni momento ricorrere alle tavole spettroscopiche, per conoscere l'origine delle righe più interessanti che appariscono nello spettro del Sole e delle stelle. Naturalmente ci limitiamo solo a nozioni fondamentali, rimandando per tutto il resto i lettori ai trattati di Spettroscopia (2).

---

(1) Cfr. *Philosoph. Magazine*, vol. XLII.

(2) Per l'astronomo pratico riescono utilissime a questo scopo le già citate tavole del Rowland sopra lo spettro solare, tenendo presente le lievi modificazioni ed aggiunte che vi esegue la « Commissione per le lunghezze d'onda » (Cfr. *Transactions of the International Astronomical*

Anzitutto, entrando in argomento, osserviamo che, in generale, la struttura dello spettro di un elemento dipende principalmente dalla colonna che esso occupa nel sistema periodico di Mendelejeff, notando che un elemento ionizzato diminuisce il suo numero atomico di un'unità onde il suo spettro — spettro di scintilla — rientra nella famiglia degli spettri d'arco della colonna precedente. Il Sommerfeld [1] dà, a questo proposito, la seguente tabella:

Colonna	VIII	I	II	III	VI	V	VI	VII
Arco . .	?	Doublet	Triplet	Doublet	—	—	Triplet	?
Scintilla	?	?	Doublet	Triplet	—	—	—	Triplet

Vediamolo con alcuni esempi.

Idrogeno. Il valore esatto della costante R per l'idrogeno, secondo il Paschen, è 1,09677691 esprimendo sempre la lunghezza d'onde in U. A., onde è facile, con le formole già viste di calcolare la posizione delle righe nella serie ultravioletta del Lyman, nella serie visuale del Balmer ed in quella infrarossa del Paschen stesso.

In pratica le righe più importanti dello spettro sono la $[C]$ di Fraunhofer ($\lambda = 6562{,}80$) nel rosso, la $[F]$ ($\lambda = 4861{,}33$) nell'azzurro, la $[G']$ ($\lambda = 4340{,}47$) e la $[h]$ ($\lambda = 4101{,}74$) nel violetto. Modernamente esse s'indicano con H_α, H_β, H_γ H_δ e sono seguite nell'ultravioletto da numerose righe (H_ε, H_ζ, H_η, H_θ, ecc. fino al limite della serie, per $\lambda = 3647$.

Union, vol. II, Cambridge, 1925). Come campione la Commissione ha scelto « la riga rossa del Cadmio », prodotta da corrente ad alto voltaggio in un tubo a vuoto, stimandone la lunghezza d'onda $\lambda = 6438$, 4696 U. A. Altre righe del Neon e del Ferro servono da campioni secondari (Cfr. op. cit., pag. 40 e seg.). Citiamo ancora, tra i piccoli manuali, le *Tabelle der Hauptlinien der Linienspektra aller Elemente* di H. Kayser (Berlin, Springer, 1926).

[1] Op. cit., vol. II, pag. 458.

Elio. Per ciò che riguarda l'elio ionizzato si hanno le identiche serie dell'idrogeno, sostituendo soltanto R con $4R$, ed essendo $R = 1{,}09722144$. Nella ζ Puppis, il Pickering trovò le righe $\lambda = 5411{,}55$ nel giallo e $\lambda = 4541{,}66$ nell'azzurro.

Più complicato è lo spettro dell'elio neutro, che ha fatto anzi credere che questo gas risultasse dall'insieme di due componenti, detti *elio* e *parelio* od *asterio*, ipotesi oggi abbandonata. Ci limitiamo a segnalare la doppia importantissima indicata col simbolo $[D_3]$ ($\lambda = 5875{,}867$ e $\lambda = 5875{,}622$) che si trova nel giallo, vicinissima alla doppia $[D_1]$ e $[D_2]$ del sodio, ed alla quale è dovuta la scoperta dell'elio che, come è noto, fu trovato prima nel Sole che sulla Terra, donde il suo nome (ἥλιος = Sole).

Ossigeno. Importante nell'azzurro la doppia $\lambda = 4650{,}85$ e $\lambda = 4649{,}15$ dovuta all'ossigeno ionizzato, e nell'estremo violetto la tripla $\lambda = 3947{,}48$, $\lambda = 3947{,}66$ e $\lambda = 3947{,}76$ che è dovuto all'elemento neutro.

Metalli alcalini. Come abbiamo visto, presentano in generale righe doppie nello spettro d'arco. Per il *sodio* p. es., è importantissima nel giallo la doppia $[D_1]$ e $[D_2]$ ($\lambda = 5895{,}932$ e $\lambda = 5889{,}965$) dovuta allo spettro d'arco; per il *potassio* la doppia $\lambda = 7699{,}01$ e $\lambda = 7664{,}94$ nell'estremo rosso, e la doppia $\lambda = 5832{,}1$ e $\lambda = 5801{,}9$ nel giallo, dovute tutte all'elemento neutro.

Metalli alcalino-terrosi. Per il *calcio* sono importantissime specialmente la $[g]$ di Fraunhofer ($\lambda = 4226{,}728$) che si trova nel violetto ed è dovuto all'elemento neutro e la $[H]$ e la $[K]$ ($\lambda = 3968{,}475$ e $\lambda = 3933{,}670$ che si trovano all'estremo violetto ed appartengono al calcio ionizzato. Queste due ultime sono particolarmente intense nella atmosfera e nelle protuberanze del Sole, onde vengono utilizzate nella fisica solare per le ricerche eseguite con lo spettro-eliografo.

Per il *magnesio* neutro, notiamo anzitutto, nel verde, la tripla $\lambda = 5183{,}60$, $\lambda = 5172{,}68$ e $\lambda = 5167{,}33$ ben visibile nello spettro solare ed indicata dal Fraunhofer col simbolo $[b]$, e poi nell'azzurro la $\lambda = 4571{,}12$; per il magnesio ionizzato ricordiamo soltanto la doppia $\lambda = 4481{,}33$ e $\lambda = 4481{,}13$ che si trova tra l'azzurro ed il violetto ed è molto sviluppata nelle stelle ad alta temperatura.

Lo *stronzio* ed il *bario* presentano nello spettro grande analogia col calcio; così, p. es., alla riga d'arco o di bassa temperatura [*g*], corrisponde nello stronzio la $\lambda = 4607{,}34$ che si trova nell'azzurro, e nel bario la $\lambda = 5535{,}53$ tra il verde ed il giallo. Invece alle due righe di alta temperatura [*H*] e [*K*] del calcio ionizzato, corrispondono per lo stronzio ionizzato la $\lambda = 4215{,}51$ e la $\lambda = 4077{,}71$ ambedue nel violetto, e per il bario ionizzato la $\lambda = 4934{,}09$ tra il verde e l'azzurro e la $\lambda = 4554{,}04$ nell'azzurro.

Metalli pesanti. Tra gli spettri dei metalli pesanti, quello del *ferro* ha un interesse speciale per l'Astronomia giacchè le sue righe sono così numerose e ben marcate, che vengono praticamente utilizzate come termine di confronto per la misura delle lunghezze d'onde delle righe degli altri elementi che compaiono negli spettri stellari. Ma questa stessa complicazione ne ha impedito fino ad ora una classificazione in serie, sebbene tale mancanza interessi più i fisici che gli astronomi per i quali occorre sopra tutto di distinguere le righe di bassa ed alta temperatura (elemento neutro e ionizzato) e di conoscere le loro precise lunghezze d'onda.

A questo scopo, uniformandoci alle proposte del II Congresso Astronomico Internazionale (Cambridge, 1825) si sceglie come *campione fondamentale la riga rossa del cadmio*, prodotta da una corrente elettrica ad alta tensione in un tubo a vuoto, fissandone la lunghezza d'onda in 6438, 4696 U. A. Dalle « Tabelle der Hauptlinien der linienspektra aller Elemente » del Kayser (Berlin, Springer, 1926) deduciamo allora il seguente prospetto delle principali righe di arco o di bassa temperatura del ferro, molte delle quali furono proposte come « *Secondary Standards* » [1], dalla stessa Unione Astronomica Internazionale.

---

[1] Cfr. *Transactions of the Astrom. Union*, vol. I, pag. 41 e seg. (Congresso di Roma, 1922). Cfr. anche la recentissima memoria *Secondary standards of wave-length of iron and neon*, di H. D. Babcock in « Astroph. Journal », vol. LXVI (nov. 1927). Per quanto si riferisce ad una classificazione in serie del ferro, cfr. nello stesso fascicolo: H. N. Russell *Serie and ionizations potentials of the elements of the iron group.*

Principali righe del Ferro

Lunghezza d'onda	Annotazioni	Regione dello spettro
6494,988		
6430,855		Rosso
6393,608		
6335,339		
6318,026		
6265,142		
6230,732		
6191,567		
6137,700		
6065,490		Aranciato
6055,989		
6027,058		
5952,739		
5934,675		
5763,013		Giallo
5709,393		
5658,835		
5615,658		
5586,770		
5569,628		
5506,783		
5497,520		
5455,614		
5434,527		
5405,780		
5371,494		
5324,188		
5302,310		
5270,361	[E_1] di Fraunhofer	Verde
5269,540	[E_2] » »	
5266,564		
5232,949		
5192,353		
5168,903	[E_3] » »	
5167,492	[E_4] » » vicinissime alla 5167,33 del magnesio.	
5127,365		
5110,415		
5083,343		
5049,827		
5012,072		
5001,873		
4966,099		
4919,001		
4903,319		
4878,220		
4859,750		

Lunghezza d'onda	Annotazioni	Regione dello spettro
4789,656		
4736,782	Vicinissima alla 4592,535 del nichelio.	Azzurro
4707,283		
4678,855		
4647,438		
4602,946		
4592,657		
4547,853		
4531,154		
4944,570		
4466,554		
4427,314		
4375,934		
4352,739		
4315,090	Vicina alla 4314,81 del titanio.	
4307,908	[*G*] di Fraunhofer vicinissima alla 4307,74 del calcio neutro.	
4282,407		
4233,612		
4191,439		
4147,675		Violetto
4134,684		
4118,550		
4076,638		
4021,871		
3977,745		
3935,817		
3906,484		
3865,527		
3843,260		
3820,430	[*L*]	
3805,346		
3753,614	Vicina alla 3753,634 del titanio.	
3727,622		
3726,925	[*M*]	
3724,380		
3677,630		
3640,392		
3606,682		
3581,197	[*N*]	
3556,882		
3513,821		
3485,343	Vicina alla 3485,345 del cobalto.	Ultravioletto.
3445,153		
3440,991	[*O*]	
3378,683		
3323,741		
3286,761	[*Q*] Vicina alla 3286,951 del nichelio.	

Lungezza d'onda	Annotazioni	Regione dello spettro
3225,791		
3175,449		
3144,490	[r]	
3125,664		
3100,671	[s]	
3100,309		
3099,971		
3075,725	Vicina alla 3075,223 del titanio ionizzato.	
3047,611	[S]	
3030,152		
3021,077	[T]	
3020,497		
2994,436	[t]	
2987,297		
2947,878	Limite assorbimento atmosferico (2920 circa).	

Avvertiamo però che le righe dell'ultravioletto possono essere fotografate studiando lo spettro del Sole col reticolo, mentre nel caso degli spettri stellari che si ottengono disperdendo la luce con prismi di cristallo è difficile scendere al di sotto di 3600 U. A. a causa dell'assorbimento esercitato dal vetro sulle brevi lunghezze d'onda. In tal caso è utile adoperare prismi di quarzo, sostanza più trasparente del vetro per le onde brevi.

Passando ora agli spettri di alta temperatura dovuti al ferro ionizzato (o protoferro del Lockyer) notiamo le sei righe ultraviolette del Russell, che furono recentemente trovate anche nello spettro di α Cygni [1]. Esse sono:

3281,30	3277,36	2255,89
3227,76	3213,32	3210,46

[1] Cfr. « Lick Observatory Bullettin », n. 372; cfr. anche « Bureau of Standards », n. 274, pag. 261.

83. Spettri a bande. Come la formola di Balmer costituisce il fondamento della teoria degli spettri a righe, così negli spettri a bande ha grande importanza una formola dovuta al DESLANDRES.

Per iniziarne lo studio, ricordiamo che mentre le serie spettrali sono dovute agli atomi, le bande sono causate dalle molecole, e precisamente — secondo l'ipotesi del Bjerrum — dai loro movimenti di rotazione. Ne segue che *tali spettri si rinvengono nelle stelle a temperatura più bassa, dove le molecole possono sussistere senza dissociarsi* (classe III e IV del Secchi, comprendenti stelle rossastre dei tipi *M*, *N*, *R*).

Ciò posto, indicando con I il momento d'inerzia di una molecola intorno al suo asse di rotazione e con ω la velocità angolare, l'azione sviluppata durante una rotazione risulta eguale [1] a $2\pi I\omega$. Avremo quindi per il teorema di Planck:

$$2\pi I\omega = nh \tag{108}$$

esssendo n un intero qualsiasi.

D'altra parte la Meccanica insegna che l'energia cinetica T di corpo ruotante è eguale ad $\frac{I\omega^2}{2}$, donde, ricavando il valore di ω dalla (108), abbiamo

$$T = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{n^2h^2}{8\pi^2 I}. \tag{109}$$

Ci resta ora ad esprimere che il salto di energia dovuto ad emissione o ad assorbimento di onde luminose deve essere

---

[1] Infatti l'azione corrispondente ad un'intera rotazione di un elemento di massa dm intorno all'asse della molecola è uguale a $2\pi r v dm$, essendo v la velocità dell'elemento ed r la sua distanza dall'asse. L'azione totale sarà quindi data da $2\pi \int r v dm$, ed essendo nel moto circolare $v = r\omega$ avremo:

$$2\pi \int r v dm = 2\pi\omega \int r^2 dm = 2\pi I\omega.$$

eguale ad un « quanto » di Planck. Imitando i ragionamenti eseguiti poco innanzi (n. 78) e tenendo conto delle possibili variazioni del momento d'inerzia e dei moti oscillatori [1], si ha infine:

$$\frac{1}{\lambda} = A \pm 2Bn + Cn^2 \tag{110}$$

che è la *formola di Deslandres*, nella quale A, B, C, rappresentano delle costanti proprie del gas, ed n è un intero positivo arbitrario.

Ne segue che ad ogni valore che noi diamo ad n, verrà a corrispondere una riga della banda; in particolare per $n = 0$, si ha $\frac{1}{\lambda} = A$, che si chiama « *riga nulla* », giacchè la sua intensità è presso che nulla.

Per esaminare meglio il fenomeno, possiamo ricorrere ad un procedimento grafico, prendendo $^1/_\lambda$ come ascissa ed n come ordinata, e disegnando le due parabole rappresentate dalla (110) limitandoci al solo quadrante positivo. Ad ogni valore intero di n — vale a dire ad ogni intersezione delle due parabole con le rette $n = 0$, $n = 1$, $n = 2$, ecc. — si ha una riga della banda individuata dalla corrispondente ascissa.

La figura mostra immediatamente che *presso la testa di una banda non si accumulano infinite righe*, come avveniva per le serie spettrali; e mostra ancora che *la testa di una banda non coincide con la riga nulla* (che serve di origine al numero di posizione n) come si era creduto in principio. Per determinare la posizione della riga nulla occorre invece ricorrere ad un esame fotometrico, giacchè si dimostra che l'intensità delle singole righe varia simmetricamente rispetto alla riga nulla; e precisamente essa comincia dapprima ad aumentare da una parte e dall'altra per poi diminuire, ciò che dà alla banda l'apparenza di una scanalatura (Spettri a « colonnato » del Secchi).

---

[1] Per maggiori dettagli cfr. SOMMERFELD, op, cit., vol. II, Cap. VII.

Come le righe spettrali si riuniscono in serie, così le bande si riuniscono in *gruppi di bande*, secondo leggi su cui non insisteremo per non prolungare troppo questo capitolo.

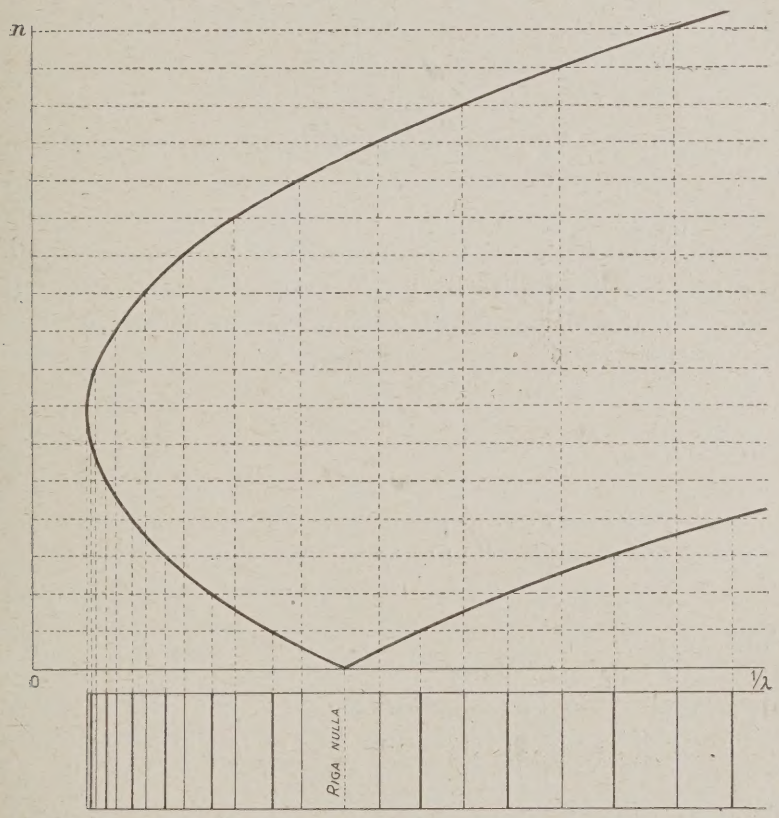


Fig. 64.
Rappresentazione di una banda secondo Deslandres.

Diremo soltanto che per l'astronomia i gruppi più importanti sono:

1) *Il gruppo del carbonio*, che si nota nelle stelle della IV^a classe del Secchi (tipi N ed R) ed è composto di bande con la testa rivolta verso il rosso e digradanti verso il violetto, dovute all'ossido di carbonio. Le principali del gruppo sono le tre *bande di Swan* che si chiamano rispettivamente

banda gialla, *banda verde* e *banda azzurra* e le cui caratteristiche sono le seguenti:

Banda	Testa	Riga nulla
B. gialla	5639	5635
B. verde	5169	5165
B. azzurra	4739	4737

Ricordiamo che queste bande si riscontrano molto spesso nello spettro delle comete.

2) *Il gruppo del titanio*, che si nota nelle stelle della III^a classe del Secchi (tipo spettrale M) ed è formato di bande con la testa rivolta verso l'azzurro e digradanti verso il rosso, dovute all'ossido di titanio. Le principali sono le seguenti:

Banda	Testa	Riga nulla
B. gialla	5447	5448
B. verde	5168	5169
B. azzurro-verdastra	4955	4957
B. azzurra	4762	4764
B. azzurro-violetta	4584	4585

3) *Le bande telluriche*, prodotte negli spettri stellari dall'assorbimento dell'atmosfera terrestre, le quali sono tanto più notevoli quanto più l'astro esaminato è prossimo all'orizzonte, ciò che appunto ha permesso d'individuare la loro origine. Le più importanti sono dovute al *vapor acqueo* e si trovano nell'infrarosso, ed anzi è appunto per ciò che il vapore acqueo ostacola l'irradiazione del calore terrestre durante la notte e contribuisce ad uniformare la temperatura, come del resto è ben noto dalla fisica. Inoltre, nel campo visuale, il vapor acqueo presenta nel giallo presso la riga [D] di Fraunhofer una banda assai notevole, chiamata da Piazzi Smith *banda di pioggia*, giacchè s'intensifica quando l'aria è carica di umidità all'approssimarsi delle pioggie; anche la [a] di Fraunhofer è dovuta al vapor acqueo. Analogamente cadono nell'infrarosso le bande principali dell'*anidride carbonica*, mentre nel campo visivo sono notevoli le bande dell'*ossigeno*, recentemente studiate da M. Wil-

son [1] e che danno origine alle [A] e [B] di Fraunhofer, dette spesso « righe telluriche ».

84. Spettro continuo dei gas — Opacità dei gas ionizzati. Insieme con gli spettri a righe, i gas sotto debolissime pressioni, possono dare origine anche a spettri continui. In proposito si è osservato nelle stelle una zona di spettro continuo dell'idrogeno situata presso il limite della serie di Balmer, e così pure in laboratorio, eccitando l'idrogeno con raggi canali, si è ottenuto uno spettro continuo da $\lambda = 3600$ U. A. fino a $\lambda = 2200$ U. A. Il Bohr ne attribuisce l'origine ad elettroni liberi catturati da atomi precedentemente ionizzati [2], ciò che spiega perchè lo spettro continuo formi quasi un prolungamento delle serie spettrali, cominciando al loro limite ed estendendosi verso le brevi lunghezze d'onda.

Termineremo questo paragrafo accennando ad una recente esperienza di ANDERSON, diretta a mostrare un fenomeno molto importante per noi e cioè *l'opacità dei gas ionizzati.*

L'Anderson scarica, a tale proposito, un condensatore di grande capacità attraverso un sottile filo metallico, ottenendone l'esplosione del filo stesso che si riduce in una massa gassosa ad elevata temperatura. Tale massa gassosa si mostra opaca alla luce ed, esaminata con lo spettroscopio, presenta uno spettro analogo a quello delle stelle e cioè uno spettro costituito da un fondo luminoso continuo, intersecato da righe oscure appartenenti, in genere, all'elemento ionizzato.

Lo STEWART crede che questa opacità del gas ionizzato sia dovuto all'assorbimento dell'energia ondulatoria dell'etere per opera degli elettroni liberi; in ogni modo il fenomeno interessa l'astrofisica, e specialmente la fisica solare, giacchè ci spiega un fatto rimasto fin qui misterioso e cioè l'opacità della fotosfera del Sole ed il suo spettro continuo.

Fino e pochi anni fa, questo comportamento della fotosfera solare si spiegava generalmente ammettendo che essa

---

(1) Cfr. « Transactions of the Intern. Astr. Union. » Vol. II pag. 46.
(2) Cfr. SOMMERFELD, op. cit. II, pag. 536 e ss.

fosse costituita da nubi gassose, contenenti in sospensione delle particelle solide o liquide. E si riteneva che tali particelle conservassero lo stato solido o liquido non ostante l'elevata temperatura, avanzando l'ipotesi che l'atmosfera solare esercitasse una forte pressione sopra la fotosfera sottostante.

Ma oggi, essendo dimostrato che la pressione sopra la fotosfera solare è invece estremamente debole, tale spiegazione non può più mantenersi e si fa quindi ricorso all'opacità dei gas ionizzati, di cui abbiamo ora parlato. Il MILNE ha anzi calcolato che i gas solari divengono opachi alla pressione debolissima di 10^{-4} atmosfere.

§ 2. - SPOSTAMENTI DELLE RIGHE SPETTRALI EFFETTO DOPPLER.

85. Generalità. Gli spettri a righe, studiati nel paragrafo precedente, possono subire alcune modificazioni, che gli astronomi chiamano *effetti*. I principali sono i seguenti:

1) Effetto Doppler o di velocità.
2) Effetto Zeeman od effetto magnetico.
3) Effetto Stark-Lo Surdo od effetto elettrico.
4) Effetto Humphreys od effetto di pressione.
5) Effetto Einstein od effetto gravitazionale.

Tra questi, l'effetto Stark non è stato fin ad ora riscontrato nel Sole o nelle stelle e non interessa quindi gli astronomi. L'effetto Zeeman ha molta importanza nella fisica solare giacchè serve a determinare il campo magnetico delle macchie del Sole, ma fin ad ora non ha trovato applicazione nella astronomia stellare propriamente detta. L'effetto Einstein costituisce una delle prove della relatività e sembra sia stato ritrovato nel Sole e forse anche nel satellite di Sirio e deve inoltre esser preso in considerazione nell'esame del così detto « termine K » delle velocità radiali delle stelle, come vedremo nella Statistica Stellare. In ogni caso però, per l'astronomia, sono di gran lunga più importanti l'effetto di pressione e, sopra tutti, l'effetto Doppler, che permette la determinazione delle velocità radiali delle stelle e costi-

tuisce uno dei grandi caposaldi della scienza. Da esso dunque inizieremo il nostro studio.

86. Effetto Doppler. Il teorema di Doppler, che si fonda sia su considerazioni teoretiche sia sopra esperienze di laboratorio, può enunciarsi nel modo seguente:

Se una sorgente luminosa si avvicina o si allontana dall'osservatore, la frequenza delle righe spettrali appare aumentata nel primo caso e diminuita nel secondo di una quantità direttamente proporzionale alla velocità di allontanamento o di avvicinamento (velocità radiale relativa) ed inversamente proporzionale alla velocità della luce [1].

In simboli matematici, se indichiamo con v la velocità radiale della sorgente luminosa rispetto all'osservatore, con c la velocità della luce, con N la frequenza (n. 78) corrispondente ad una data riga spettrale e con ΔN la sua variazione, abbiamo con molta approssimazione:

$$\Delta N = -\frac{Nv}{c} \tag{111}$$

ricordando sempre (n. 15) che la velocità radiale v deve essere considerata come positiva se la sorgente luminosa si allontana dall'osservatore e negativa nel caso opposto.

Praticamente, confrontando le righe dello spettro di una stella in moto rispetto alla Terra con lo spettro di una sostanza terrena, il fenomeno avviene [2] come se le lunghezze di

---

[1] Cfr. SOMMERFELD op. cit.

[2] Tra le varie dimostrazioni teoriche del principio di Doppler, notiamo per semplicità la seguente:

Sia r la distanza della sorgente luminosa dell'osservatore e c la velocità della luce. Un'onda luminosa, partita dalla sorgente nell'istante t, arriverà all'osservatore in un istante t' dato da:

$$t' = t + \frac{r}{c} \tag{1}$$

Supponiamo ora che nell'istante successivo $t + dt$ parta dalla sorgente una seconda onda , la quale arriverà all'osservatore nell'istante $t' + dt'$. Allora differenziando la (1) e ricordando che, secondo la cine-

onda λ delle righe stellari fossero incrementate di $\Delta\lambda$, essendo:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda v}{c}. \tag{112}$$

Ricordando allora che la velocità della luce è di trecentomila chilometri al minuto secondo, la (112) mostra che, nella regione visuale dello spettro, lo spostamento delle righe è dell'ordine di *un cinquantesimo di Angstrom per ogni chilometro di velocità della sorgente*, onde si richiede la più

---

matica, la velocità radiale v è eguale alla derivata della distanza rispetto al tempo, otteniamo:

$$dt' = dt + \frac{dr}{c} = dt\left(1 + \frac{1}{c}\frac{dr}{dt}\right) = dt\left(1 + \frac{v}{c}\right) \tag{2}$$

Ne segue che l'intervallo dt' che separa gli istanti di arrivo di due onde successive è diverso dall'intervallo dt che separa gli istanti di partenza. E, poichè la frequenza è inversamente proporzionale all'intervallo di tempo compreso fra onde successive, avremo, chiamando con N' la frequenza di arrivo e con N quella di partenza:

$$\frac{N}{N'} = \frac{dt'}{dt} = 1 + \frac{v}{c} \tag{3}$$

Vale a dire, ponendo $N' - N = \Delta N$, si ha;

$$\Delta N = -\frac{Nv}{c+v} \tag{4}$$

che, trascurando v di fronte a c, si riduce alla (111) del testo.

Per altre dimostrazioni, fondate sulla teoria di Relatività, rimandiamo ai numerosi trattati sull'argomento.

(²) Ammessa la costanza della velocità della luce, dall'equazione (85) del testo $N\lambda = c$ si ha, prendendo la derivata logaritmica:

$$\frac{dN}{N} = -\frac{d\lambda}{\lambda}$$

e quindi, confrontando con (111) risulta immediatamente la (112). Occorre avvertire però che il principio di Doppler subirebbe notevoli modificazioni se si ammettesse che l'astro potesse comunicare la propria velocità alla luce emessa, secondo la così detta « *ipotesi balistica* » di cui parleremo a proposito delle stelle variabili. Cfr. O. Corbino e T. Levi Civita *Il principio di Doppler e l'ipotesi balistica della luce* (Rend. Lincei, 1926) e G. Giorgi *Sul fenomeno Doppler di accelerazione*, (id. 1927).

scrupolosa esattezza nell'esame degli spettri stellari e si rende, in ogni caso, ben difficile di valutare la velocità radiale delle stelle con errore probabile di qualche decimo di chilometro. Per risparmio di tempo, si è calcolata con la (112) la seguente tabella che ci dà la velocità radiale in

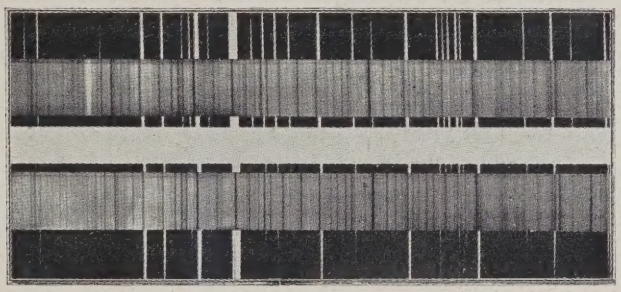


Fig. 65.
Effetto Doppler nello spettro di η Orionis.

chilometri al minuto secondo, in corrispondenza dello spostamento di un Angstrom nelle varie righe spettrali:

Riga	v	Riga	v	Riga	v
[C] (H_α)	45,7	[F] (H_β)	61,7	[H]	75,6
[D]	50,9	H_γ	69,1	[K]	75,2
[E]	56,9	[G]	69,6	H_ε	77,1
[b]	57,9	H_δ	73,1		

Quanto al senso, se le righe si spostano verso il rosso (v positiva) la stella si allontana da noi, mentre si avvicina nel caso opposto.

Come si vede, tralasciando per ora le difficoltà pratiche di cui ci occuperemo in seguito, il principio di Doppler fornisce un metodo, concettualmente assai semplice, per dedurre la velocità radiale v di un astro rispetto all'osservatore terrestre. Ma per l'astronomia siderale interessa assai più, anche onde rendere confrontabili le varie misure, di avere la velocità radiale V delle stelle rispetto al centro del Sole, che si sceglie come punto di riferimento. E ciò può eseguirsi conoscendo la velocità u dell'osservatore rispetto al Sole, giacchè, secondo noti teoremi di cinematica sul moto rela-

tivo, per ottenere V basta aggiungere a v la componente radiale di u e cioè la proiezione di u sulla retta che congiunge la Terra con la stella osservata.

Ora la u risulta di due componenti e cioè:

(1) Componente u_1 dovuta al moto di rivoluzione della Terra intorno al Sole (tenendo conto, se si vuole, delle perturbazioni dovute all'attrazione della Luna e dei pianeti).

(2) Componente u_2 dovuta al moto di rotazione della Terra intorno al proprio asse.

La prima componente u_1 può essere calcolata secondo le regole insegnate dalla « Teoria delle Orbite »; ma è più semplice servirsi degli annuari Astronomici, i quali registrano, di giorno in giorno, i valori ΔX, ΔY e ΔZ delle variazioni diurne delle coordinate cartesiane equatoriali del Sole espresse prendendo per unità di lunghezza la distanza media della Terra dal Sole (149 500 000 km.) e per unità di tempo il giorno medio (86400 sec.). Per avere quindi le componenti della velocità della Terra rispetto al Sole, in km. a sec. basterà cambiare il segno, moltiplicare per 149 500 000 e dividere per 86 400.

D'altra parte, se indichiamo con α e δ l'ascensione e la declinazione dell'astro osservato, l'Astronomia Sferica insegna che i coseni di direzione che la retta che unisce l'astro con la Terra forma con i tre assi sono eguali a: $\cos\delta\cos\alpha$, $\cos\delta\sin\alpha$ e $\sin\delta$.

La proiezione di u_1 sul raggio vettore che unisce la Terra con l'astro è quindi eguale a:

$$-k\,[\Delta X\cos\delta\cos\alpha + \Delta Y\cos\delta\sin\alpha + \Delta Z\sin\delta]$$

avendo posto per brevità [1]:

$$k = \frac{149500000}{86400} \qquad \log k = 3{,}23813$$

---

[1] Alcuni Annuari Astronomici (p. es. la « *Connaissance des Temps* ») danno le variazioni ΔX, ΔY, ΔZ di dodici ore in dodici ore, anzichè di giorno in giorno; allora occorre sostituire 86400 con 43200 e quindi $\log k$ diviene eguale a 3,53916.

Egualmente semplice è il calcolo riguardante la u_2, tanto più se si suppone la Terra sferica, come possiamo fare senza commettere alcun errore sensibile. In tale ipotesi basta ricordare che la circonferenza dell'equatore terrestre è di 40076 km, e quella di un parallelo di latitudine φ è di km. 40076 cos φ, onde un punto qualunque del nostro globo, a causa del moto di rotazione della Terra, ha una velocità di $\frac{40076}{86400}$ cos φ km a sec. Questa velocità è diretta lungo la tangente al parallelo stesso e cioè orizzontalmente da West verso Est, onde il coseno dell'angolo che essa forma con il raggio vettore condotto dalla Terra all'astro considerato è eguale [1] a $-\cos\delta \sin\omega$ indicando con ω l'angolo orario.

Ne segue che la proiezione di u_2 sul raggio vettore considerato è eguale a $-k' \cos\varphi \cos\delta \sin\alpha$, essendo:

$$k' = \frac{40076}{86400} \qquad \log k' = \bar{1},66637.$$

Riepilogando, la velocità radiale V di un astro rispetto al Sole viene data della formola:

$$V = v - k\,[\Delta X \cos\delta \cos\alpha + \Delta Y \cos\delta \sin\alpha + \Delta Z \sin\delta] - \\ - k' \cos\varphi \cos\delta \sin\omega. \tag{113}$$

In pratica le osservazioni si fanno generalmente quando l'astro è prossimo al meridiano, per avere la massima altezza sull'orizzonte; in tal caso l'angolo orario ω è assai piccolo e quindi la correzione dovuta al moto di rotazione della Terra riesce il più delle volte trascurabile.

---

[1] Per dimostrarlo, basta considerare il triangolo sferico che ha per vertici il punto Est dell'orizzonte, il polo celeste boreale N e l'astro considerato S. Essendo allora il lato $SN = 90^\circ - \delta$, il lato $EN = 90^\circ$ e l'angolo in $N = 90^\circ + \omega$ dove ω indica l'angolo orario, avremo dalla trigonometria sferica:

$$\cos SE = \cos SN \cos EN + \sin SN \sin EN \cos N = \\ = \sin(90 - \delta) \cos(\omega + 90) = -\cos\delta \sin\omega.$$

87. Applicazioni astronomiche dell'effetto Doppler. Larghezze delle righe spettrali. Nell'astronomia siderale l'effetto Doppler si usa principalmente per la ricerca delle velocità radiali delle stelle ed HUGGINS (1824-1910) fu il primo ad aprire alla scienza questa via fecondissima, misurando nel 1867-68 lo spostamento della riga [*F*] dell'idrogeno nello spettro di Sirio.

Venti anni dopo un grande perfezionamento tecnico fu effettuato per opera del VOGEL che prese le prime fotografie degli spettri (spettrogrammi) aumentando mirabilmente la precisione delle misure. Ed in seguito, dall'insieme delle velocità radiali, fu possibile dedurre il moto del Sole, ottenendo un risultato molto prossimo a quello dato dalle osservazioni dei moti propri delle stelle, come meglio vedremo nel seguito di questo Trattato. Così pure dovremo esaminare in altro luogo l'applicazione dell'effetto Doppler allo studio delle orbite dei sistemi binari spettroscopici (n. 16) e le interessanti conseguenze che se possono dedurre.

Per quanto riguarda poi i corpi celesti aventi un diametro apparente sensibile (Sole, pianeti, nebulose ecc.) è chiaro che, ponendo p. es. la fissura dello spettroscopio sopra l'immagine di un pianeta al fuoco del cannocchiale, a causa della rotazione dell'astro, un estremo delle righe subirà uno spostamento diverso da quello dell'altro estremo, onde le righe stesse appariranno *inclinate* rispetto alle righe dello spettro di confronto dato dalla sorgente terrestre. In questo caso però occorre distinguere i corpi con luce propria dai corpi che riflettono semplicemente la luce del Sole, come fanno i pianeti, giacchè allora il cammino totale percorso dalla luce è la somma delle distanze dal Sole al pianeta e dal pianeta alla Terra e quindi, ripetendo la dimostrazione da noi data, risulta che la velocità radiale che si osserva è data dalla variazione di tale somma. Invece per le righe di assorbimento, dovute all'atmosfera planetaria, la velocità radiale osservata è semplicemente data dalla variazione della distanza del pianeta dalla Terra, poichè esse hanno origine nel pianeta stesso. Infine le « righe telluriche » non presentano nessuno spostamento, essendo prodotte dall'assor-

bimento dell'atmosfera terrestre. Ne segue che nello spettro di un pianeta le tre differenti specie di righe d'assorbimento (solari, planetarie e telluriche) presentano inclinazioni diverse, onde si ha un mezzo molto semplice per distinguerle. Ma noi non insisteremo su questo argomento, che non appartiene all'astronomia siderale.

Notiamo ancora che Abney ha mostrato [1] che anche la rotazione delle stelle intorno al loro asse dovrebbe produrre un allargamento delle righe spettrali accompagnato da una lieve sfumatura verso i bordi. L'effetto, come è facile mostrare, sarà nullo se l'asse di rotazione è diretto verso l'osservatore e massimo quando l'asse è normale alla congiungente la Terra con l'astro.

Ma vi è un'altra applicazione assai importante dell'effetto Doppler, di cui dobbiamo dare un breve cenno.

Ricordiamo, a tale proposito, che una massa gassosa è formata da un gran numero di molecole che si muovono in tutti i sensi [2] con un'energia cinetica che, in media, è proporzionale alla temperatura assoluta, mentre le differenti velocità delle singole molecole si ripartiscono intorno alla velocità media secondo una celebre legge, data da Maxwell, e che ha molta analogia con la legge di ripartizione degli errori d'osservazione di cui si occupa l'Astronomia Generale.

Partendo da tali concetti, Rayleigh [3] e Michelson [4] hanno dimostrato col calcolo che le righe spettrali dovranno essere un po' allargate e presenteranno un massimo d'intensità nella parte centrale. Più precisamente, indicando con λ_0 la lunghezza d'onda corrispondente al massimo di intensità di una riga e con λ_1 la lunghezza d'onda per cui l'intensità

---

(1) Cfr. MONTLY. *Notices*, Vol. XXXVII, pag. 278.

(2) Per maggiori notizie cfr p. es. GIANFRANCESCHI *La fisica dei corpuscoli*. Roma, Bocca, 1920, e JEANS *Théorie dynamique des gas*. Paris, Blanchard, 1925.

(3) Cfr. « Phil. Magazine », XXVII.

(4) Cfr. « Phil Magazine », XXXIV e « Astroph Journal », II.

della riga appare diminuita della metà, Milchelson chiama *semilarghezza* la differenza $D = \lambda_1 - \lambda_0$, e propone varie formole per calcolarla, tra cui semplicissima la seguente:

$$D = 0{,}15\, \lambda_0 \frac{v}{c} \tag{114}$$

dove c indica la velocità della luce e v la velocità media del moto traslatorio delle molecole.

In realtà però il problema è assai più complicato, come mostrano le moderne ricerche sulla *struttura fine delle righe spettrali*, di cui il Sommerfeld [1] ha dato un' elegante teoria fondata sul principio di relatività di Einstein.

Senza entrare nell' argomento, che trascenderebbe i limiti di un trattato di Astronomia Siderale, diremo solo che secondo la teoria della relatività le orbite descritte dagli elettroni possono essere paragonate ad ellissi il cui asse maggiore ruoti intorno al nucleo; presso a poco come avviene per l' orbita di Mercurio intorno al Sole. Inoltre, secondo la relatività stessa, la massa varia con la velocità e quindi anche la massa degli elettroni sarà variabile mentre essi descrivono le loro orbite ellittiche, sopra tutto se molto eccentriche.

Ciò posto il Sommerfeld, in discreto accordo con l' esperienza, è riuscito a dimostrare che le righe spettrali consistono di numerose componenti estremamente vicine. Così p. es., la serie di Balmer dell' idrogeno è una serie di righe doppie; non solo, ma, a loro volta, le due componenti di [C] sono triple, le due componenti di [F] sono quadruple, quelle di Hγ sono quintuple ecc.

88. Effetto Zeeman e Stark. Nel 1896, Zeeman osservò che, ponendo una sorgente luminosa tra i poli di un elettromagnete, e cioè in un campo magnetico, e collocando l' osservatore nella direzione delle linee di forza del campo

---

[1] Cfr. SOMMERFELD, op. cit., Vol. II, pag. 542 e ss.. Cfr. anche *The complex structure of spectrum lines.* by Ch W. MOHAMMAD in « Astroph Journal », Vol. XXXIX.

(effetto longitudinale), le righe appariscono sdoppiate *(doublet magnetico)* e le due componenti risultano polarizzate circolarmente in senso contrario. Se invece l'osservatore stesso si colloca in direzione normale alle linee di forza *(effetto trasversale)*, le righe appariscono triplicate *(triplet magnetico)* essendo la riga media del triplet polarizzata in un piano perpendicolare alle linee di forza del campo e le due estreme in piani paralleli.

Tale effetto ha grande importanza nella fisica solare. Già *L. Respighi* (1824-1889), direttore dell'Osservatorio del Campidoglio a Roma, fin dal 1868 aveva trovato uno sdoppiamento delle righe spettrali sopra le macchie del Sole [1], ma il fenomeno fu posto fuori dubbio nel 1908 da *Hale* a Mount Wilson, deducendone che il campo magnetico delle macchie solari ha un'intensità dell'ordine di 3000-4000 gauss.

Più tardi (1913-1920) lo stesso Hale, con misure estremamente precise, riuscì a mettere in evidenza che un debole effetto Zeeman si verifica anche per la luce solare non proveniente dalle macchie e ne dedusse che, analogamente a quanto avviene per la Terra, anche il Sole è sede di un campo magnetico generale, d'intensità circa 100 volte maggiore di quello terrestre. Disgraziatamente però non sembra ancora agevole di estendere tali ricerche alle stelle, giacchè la loro debole luce non sopporta le fortissime dispersioni necessarie per verificare tenui sdoppiamenti di righe spettrali.

Quanto alla teoria dell'effetto Zeeman, essa si presenta assai semplice, almeno dal lato concettuale.

Infatti un elettrone che si muove genera un trasporto di masse elettriche e può quindi essere paragonato ad una corrente elettrica. Ora una legge fisica, dovuta a *Laplace*, insegna che un campo magnetico esercita sopra un elemento di corrente elettrica una forza normale alla direzione del campo ed a quella dell'elemento e diretta alla sinistra di un

---

[1] Cfr. *Atti Nuovi Lincei*, 1868 e ss.

osservatore che riceva la corrente dai piedi verso la testa e guardi nella direzione del campo magnetico.

Ne segue che, supponendo p. es. che un elettrone descriva un'orbita circolare in un piano normale alle linee di forza del campo magnetico, l'azione esercitata sul suo moto dal campo stesso potrà essere paragonata ad una forza perturbatrice passante per il centro dell'orbita dell'elettrone (cioè per il nucleo) ed attrattiva o ripulsiva, secondo il senso con cui l'elettrone si muove nella sua orbita. Si comprende quindi come le perturbazioni subite saranno differenti nei due casi, cagionando una divisione delle righe spettrali in più altre, ma non entriamo in maggiori dettagli giacchè il fenomeno non interessa ancora l'astronomia siderale propriamente detta. Aggiungiamo solo che in pratica poichè, secondo l'accennata teoria della struttura fine delle righe spettrali, le righe stesse sono composte di più altre, l'effetto Zeeman può presentarsi assai complicato: così p. s., la riga $\lambda = 4269{,}4$ del Tungsteno è stata vista decomporsi in tredici righe [1].

Analogo all'effetto Zeeman è l'effetto *Stark*, che prevede la separazione delle righe spettrali in un campo elettrico; ma noi ci contentiamo di nominarlo giacchè, fin ad ora, non ha avuto applicazioni non solo nell'Astronomia Siderale, ma neanche nella Fisica Solare.

89. Effetto di pressione. L'effetto che la pressione, in cui si trova un gas, esercita sopra la posizione delle righe spettrali di emissione o di assorbimento del gas stesso, è assai complicato e non ancora interamente studiato. In linea di massima, si può dire che esso è duplice e cioè consiste:

1) In uno spostamento, grossolanamente proporzionale alla pressione, delle righe spettrali verso il *rosso*.

2) In un allargamento delle righe spettrali, le quali tendono a divenire sfumate.

---

[1] Cfr. p. es. GRIMSEHL, « Lehrbuch der Physik » B. 2, pag. 262, Leipzig, Teubner, 1923. SOMMERFELD, op. cit., vol. I e II.

Inoltre la pressione, modificando il grado di ionizzazione di un gas (n. 80), altera l'intensità relativa delle righe spettrali di emissione o di assorbimento. Ma su questo punto importantissimo torneremo più tardi (n. 99).

HUMPHREYS, che fu uno dei primi a studiare accuratamente il fenomeno, ha trovato che, a parità di pressione; lo spostamento verso il rosso è differente per i diversi corpi; che per uno stesso elemento è variabile secondo le varie serie spettrali e che infine, per le righe di una stessa serie, è all'incirca proporzionale alla lunghezza d'onda. In altre parole, rappresentando con Δp [1] l'incremento di pressione e con $\Delta\lambda$ lo spostamento, egli suggerisce l'equazione approssimata:

$$\Delta\lambda = \alpha\beta\lambda\, \Delta p \tag{115}$$

dove α dipende dal peso atomico dell'elemento e β è un coefficiente proprio di ciascuna serie spettrale. Inoltre, secondo lo stesso Humphreys, chiamando con $\beta_0\, \beta_1\, \beta_2$ i valori di β per la serie principale e per le due serie accessorie si avrebbe approssimatamente:

$$\beta_0 : \beta_1 : \beta_2 :: 1 : 2 : 4 \tag{116}$$

Questo fatto sembra facile a spiegarsi teoricamente, giacchè la pressione di un gas, diminuendo le distanze tra gli atomi, modifica maggiormente le orbite degli elettroni più lontani dal nucleo atomico, e cioè le orbite a cui competono maggiori numeri quantici. Si comprende quindi perchè l'effetto sia più sensibile per i termini in *d* della serie diffusa ($n_2 = 3$; cfr. n. 79) e per quelli in *f* della serie fondamentale ($n_2 = 4$).

Ma tutto ciò vale soltanto in linea di massima, mentre, per avere risultati più precisi, occorre studiare separatamente ciascun elemento.

Così per il *ferro*, elemento importantissimo nella spettroscopia astronomica, GALE ed ADAMS [2] hanno mostrato

---

[1] Cfr. « Astroph Journal », Vol. VI, pag. 226.
[2] Cfr. « Astroph Journal », Vol. XXXV e XXXVII.

che le sue linee spettrali possono suddividersi in alcuni gruppi e cioè:

1° Gruppo *a*) comprendente linee poco sensibili alla pressione, con uno spostamento medio verso il rosso di 0,003-0,004 U.A. per ogni atmosfera d'incremento della pressione stessa.

2° Gruppo *b*) e *c*) con spostamenti maggiori e graduale tendenza all'allargamento ed alla diffusione.

3° Gruppo *d*) con forte spostamento (0,02 U.A. per ogni atmosfera) e notevole allargamento e diffusione.

A questi St John e Ware [1] hanno aggiunto un ulteriore gruppo e cioè:

4° Gruppo *e*) comprendente righe le quali, per effetto della pressione, si allargano grandemente e tendono a spostarsi *verso il violetto*.

Analogamente G. Spencer Monk [2] ha studiato lo spettro del *manganese*, trovando, per ogni atmosfera di pressione, degli spostamenti variabili tra 0,013 e 0,002 U.A.; V.F. Swaim lo spettro dello *zinco* [3], M. Petersen quello del *magnesio* [4], senza contare gli studi più antichi eseguiti da Humpreys e Mohler [5] su altri corpi.

Per quanto riguarda più specialmente l'allargamento prodotto dalla pressione nelle righe spettrali, ricorderemo una nota di Hulburt [6] che ha esaminato il problema dal lato teorico e sperimentale, riferendosi specialmente alle righe $H\alpha$ H_β ed H_γ dello spettro dell'*idrogeno*. Ricorderemo pure le recenti ricerche di L. W. Taylor [7] sopra l'allargamento delle righe dello spettro dell'*elio*, allargamento

---

(1) Cfr. « Astroph Journal, Vol. XXXVI. Cfr anche Goos « *Wavelengths of iron lines*, in « Astroph Journal », Vol. XXXVIII.

(2) Cfr. « Astroph Journal », Vol. LVII.

(3) Cfr. « Astrop Journal », Vol. XL.

(4) Cfr *Wave lenghts and pressure-shifts in the spectrum of Magnesium*. « Astroph. Journal », Vol. LXII.

(5) Cfr. « Astroph Journai », Vol. III, IV e VI.

(6) Cfr. « Astroph Journal », Vol. LV.

(7) Cfr. « Astroph Journal », Vol. LVI.

che, secondo il Taylor non cresce linearmente con la pressione, ma sembra seguire una legge parabolica.

In fine osserveremo che, prescindendo dalle difficoltà pratiche (righe sfumate, piccoli spostamenti non bene osservabili ecc.) *l'effetto di pressione può essere separato dall'effetto Doppler*, giacchè mentre l'effetto Doppler cagiona in tutte le righe dello spettro uno spostamento direttamente proporzionale alla lunghezza d'onda, lo spostamento di pressione dipende non solo dalla lunghezza d'onda, ma anche dall'elemento e dalla serie spettrale.

Recentemente J. EVERSHED [1] e H. N. RUSSELL [2] sono riusciti a dimostrare che *la pressione dell'atmosfera solare è estremamente debole*, e poichè ciò interessa non solo la fisica solare, ma per analogia, anche l'astronomia siderale, diamo un rapido riassunto delle loro conclusioni.

Secondo questi studi dunque la *cromosfera* solare (dal greco χρῶμα = colore e σφαῖρα = sfera) e cioè l'involucro esterno, di color rosso che inviluppa il Sole e che è facilmente visibile, senza spettroscopio, durante le eclissi totali, sarebbe composto di gas mantenuto sotto l'opposta azione della gravità e della pressione della luce: alla base della cromosfera la pressione non supererebbe un decimillesimo di millimetro di mercurio.

Al di sotto della cromosfera, la gravità comincerebbe a superare la repulsione esercitata dalla pressione della luce e, in conseguenza, la densità dei gas crescerebbe rapidamente. A tale strato gassoso gli astronomi danno il nome di *strato invertente*, giacchè esso, col suo potere assorbente, cagiona le righe oscure dello spettro solare (cfr. n. 74).

Ma, quando la pressione aumenta, se la temperatura è sufficientemente alta, i gas cominciano a perdere la loro trasparenza, in accordo con quanto abbiamo visto poco fa (n. 84). Il calcolo mostra anzi che il passaggio dallo strato trasparente alla massa opaca si opera abbastanza rapidamente e

---

(1) Cfr. MONTHLY, *Notices*, Vol. 82.
(2) Cfr. « Astroph Journal », Vol. LIX.

ciò dà all'osservatore l'impressione che il Sole sia terminato da una superficie luminosa, perfettamente definita, che gli astronomi chiamano *fotosfera* (dal greco φῶς = luce).

La moderna teoria della costituzione delle stelle, di cui dovremo largamente occuparci nel secondo volume, rende molto importanti queste ricerche di fisica solare che, in linea di massima, sono applicabili agli astri, con alcune modificazioni dipendenti dal loro stato di evoluzione. Si cerca anzi di dedurre direttamente, dalle osservazioni spettroscopiche, la pressione regnante nello strato invertente dell'atmosfera delle stelle: ma, in pratica, le osservazioni sono estremamente difficili, giacchè la debole luce stellare non sopporta dispersioni spettroscopiche troppo grandi. Tra gli altri, citeremo in proposito un lavoro del SALET [1], secondo cui la pressione nello strato invertente di Procione e di Arturo sarebbe rispettivamente doppia e tripla di quella del Sole.

In ogni modo, specialmente dall'esame dell'intensità delle varie righe spettrali (n. 99), sembra risultare che la pressione esistente nello strato invertente delle stelle sia estremamente bassa, da 10^{-4} a 10^{-10} atmosfere. Ma ancora poco si sa di preciso ed anzi è questo uno dei grandi campi di ricerche, aperti ai moderni osservatori astronomici e che urge di esaminare con cura [2].

---

[1] Cfr. « Astroph Journal », Vol. LIII.

[2] Come abbiamo visto, l'effetto Doppler cagiona nelle righe spettrali uno spostamento proporzionale alla loro lunghezza d'onda o, in altre parole, lascia inalterato il rapporto R delle lunghezze d'onda di due righe spettrali qualunque. Poichè le altre cause di variazione sono in generale assai piccole o producono effetti simmetrici di cui si può tener conto caso per caso, potremo quindi ritenere R come dipendente unicamente dalla pressione.

Ciò posto, sia λ la lunghezza d'onda d'una riga qualsiasi alla pressione p (in millimetri di mercurio), λ_0 la sua lunghezza alla pressione atmosferica (760 mm) e c il suo coefficiente di pressione. Avremo:

$$\lambda = \lambda_0 [1 + c (p - 760)]$$

mentre per un'altra riga, di lunghezza λ', si avrà egualmente:

$$\lambda' = \lambda_0' [1 + c' (p - 760)]$$

90. Effetto Einstein. Senza entrare in dettagli sopra la « Teoria di Relatività », ricordiamo soltanto che, secondo Einstein, il tempo deve essere considerato [1] come una « quarta dimensione » che non ha nulla di assoluto. Più precisamente un intervallo di tempo stimato Δt da un osservatore in un campo gravitazionale determinato dai coefficienti einsteiniani g_{44}, g_{12} ecc. viene stimato $\Delta t'$ da un altro osservatore posto in un altro campo gravitazionale determinato dai coefficienti g'_{44}, g'_{12} ecc. e si ha la relazione:

$$\sqrt{g_{44}}\,\Delta t = \sqrt{g'_{44}}\,\Delta t' \tag{117}$$

---

e quindi:

$$R(p) = \frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\lambda_0'}{\lambda_0}\left[\frac{1 + c'(p - 760)}{1 + c(p - 760)}\right]$$

cioè, essendo c e c' assai piccoli:

$$R(p) = \frac{\lambda_0'}{\lambda_0}\left[1 + (c' - c)(p - 760)\right]$$

Indicando con $R(o)$ il valore di R alla pressione atmosferica $\left[R(o) = \frac{\lambda_0'}{\lambda_0}\right]$ otteniamo allora:

$$p = 760 + \frac{R(p) - R(o)}{(c' - c)\,R(o)}$$

Questa equazione mostra che conoscendo il rapporto $R(o)$ delle lunghezze d'onda di due righe spettrali alla pressione atmosferica, come pure i loro coefficienti di pressione c e c', e misurando il rapporto $R(p)$ delle lunghezze d'onda che esse presentano nello spettro di una stella, se ne deduce la pressione p in cui si trovano i gas che danno origine alle righe stesse.

Vedremo più tardi (n. 99) come, conoscendo la temperatura, la pressione possa anche essere dedotta dall'esame dell'intensità delle varie righe spettrali.

[1] I libri che trattano della teoria di Relatività sono così numerosi che sarebbe impossibile citare tutti i più meritevoli. Per comodità del lettore indichiamo solo, tra i migliori, G. Castelnuovo, *Spazio e tempo secondo le vedute di Einstein*, Bologna, Zanichelli, 1923; R. Marcolongo, *Relatività*, Principato, Messina, 1923 e la breve, ma compendiosa esposizione di R. D. Carmichael, *The Theory of Relativity*. New York, Chapman & Hall, 1920. Gli astronomi leggeranno poi con particolare interesse la memoria sopra *La Théorie de Relativité et ses applications à l'Astronomie* di E. Picard, inserita nell'Annuaire du Bureau des Longitudes del 1922.

Se $\Delta t'$ si riferisce alla superficie del Sole e Δt alla superficie della Terra, Einstein ottiene:

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = 1{,}000002 \tag{118}$$

Ne segue che gli elettroni atomici, alla superficie del Sole, vibrano più lentamente che alla superficie terrestre, nel rapporto indicato, e (pag. 248) che una riga spettrale di lunghezza d'onda λ sulla Terra, avrà sul Sole una lunghezza $\lambda + \Delta\lambda$, essendo $\Delta\lambda = 0{,}000002\lambda$. In altre parole, le righe spettrali, sul Sole, debbono apparire *spostate verso il rosso*, proporzionalmente alla loro lunghezza d'onda; per il giallo p. es. essendo $\lambda = 5500$ U.A. lo spostamento sarà 0,011 U.A.

Dobbiamo ora osservare che questa proporzionalità dello spostamento con la lunghezza d'onda rende *l'effetto Einstein inseparabile dall'effetto Doppler*; così p. es., per il Sole l'effetto Einstein è interamente analogo a quello che risulterebbe da una velocità supplementare di allontanamento eguale a 0,634 km. al sec. (n. 86). Però, per il Sole, noi conosciamo con la massima esattezza la velocità con cui si allontana o si avvicina alla Terra, come c'insegna la Teoria delle Orbite: possiamo dunque proporci di esaminare se l'effetto Doppler, la pressione ecc. bastano a spiegare completamente gli spostamenti osservati nelle righe del suo spettro, o se invece occorra ammettere anche l'effetto Einstein, ciò che sarebbe una buona conferma della Teoria di Relatività. E, benchè tutti i dubbi non siano ancora sciolti, il PEROT [1] crede che la risposta sia affermativa e, come risultato delle osservazioni, dà il valore $\Delta\lambda = 000002\lambda$ in buon accordo con la teoria. Alla stessa conclusione è pure giunto il St. John [2] esaminando le righe del ferro e del cianogeno contenute nello spettro solare.

---

[1] Cfr. *Comptes Rendus de l'Ac. de Sc. de Paris*. T. CLXXII, pag. 578.

[2] Cfr. « Astroph Journal », Vol. 46, MONTH. NOTICES, Vol. 34 ed « Ann. Report of M. Wilson Obs. » 1925.

Ma in generale, la questione è ben diversa per le stelle, giacchè, come abbiamo osservato, occorrerebbe conoscere la loro velocità radiale indipendentemente dall'effetto Doppler, per poter esaminare se esso basti, o no, a spiegare gli spostamenti osservati. È necessario quindi limitarci a casi particolari e, recentemente, si è ricorso al satellite di Sirio [1], il cui movimento è abbastanza ben conosciuto, e che, a cagione della densità, che si crede elevatissima, sarebbe sede di un forte campo gravitazionale adatto a mettere in buona evidenza l'effetto Einstein.

Si è cercato anche di servirsi delle velocità radiali medie di estese classi stellari, ma di ciò dovremo occuparci diffusamente quando studieremo la Statistica Stellare ed il moto del Sole nell'Universo.

§ 3 - Osservazione visuale e fotografica degli spettri stellari.

91. Generalità. Per l'osservazione visuale o fotografica degli spettri stellari occorre un telescopio ed un apparecchio spettrale. Come telescopi, in generale, si preferiscono i *riflettori* a specchio parabolico di larga apertura, i quali, nel caso nominato, presentano i seguenti vantaggi sui *rifrattori* e cioè sui cannocchiali muniti di lente obbiettiva:

1° Maggiore apertura dell'obbiettivo e quindi possibilità di raccogliere maggiore quantità di luce stellare che può così

---

[1] Deducendo dal tipo spettrale (n. 81) la temperatura del satellite di Sirio, si troverebbe che essa è assai elevata; e quindi, poichè la sua intensità luminosa è centomila volte minore di quella di Sirio, occorre supporre che abbia un diametro assai piccolo, ed allora — poichè la massa del satellite è soltanto la terza parte di quella di Sirio — la sua densità dovrebbe essere elevatissima, circa 50000 volte quella dell'acqua. In conseguenza l'effetto Einstein dovrebbe essere per il satellite di Sirio circa 30 volte maggiore che per il Sole, ed infatti Adams avrebbe trovato che le righe dell'idrogeno sono spostate verso il rosso di 0,3 U. A.

Cfr. S. Weber, *Astr. Nachr.* 220, W. Adams, *Proc. Nat. Ac. of Sciences*, 1925, A. Eddington, *Month. Not.* 84, F. Croze, *Révue gén des Sciences*, 1926.

essere sottoposta ad una maggiore dispersione spettrale. Ricordiamo a tale proposito che, a parità di apertura, il prezzo di uno specchio è circa dieci volte minore di quello di una lente.

2° Perfetto acromatismo, sia visuale che fotografico.

3° Possibilità di studiare le radiazioni ultraviolette, per le quali il cristallo delle lenti è poco trasparente. Naturalmente, in tal caso, si costruisce l'apparecchio spettroscopico con prismi di quarzo, anzichè con prismi di flint.

Il più grande telescopio esistente è quello di Mount Wilson (California) il cui specchio ha un diametro di 100 pollici; ma si possono fare buoni studi con strumenti assai più modesti. Convenientissimi ci sembrano a tale fine i telescopi di m. 0,50 di apertura e di m. 3 di distanza focale, che per le loro dimensioni possono collocarsi anche in piccole cupole, con spesa relativamente modesta. Inutile aggiungere che i riflettori sono invece meno adatti dei rifrattori per ricerche di altro genere; p. es., per l'astronomia sferica, per gli studi visuali sulla superficie dei pianeti ecc.

92. Prisma obbiettivo o camera prismatica. L'apparecchio spettroscopico più semplice è il *prisma obbiettivo*, chiamato anche dagli inglesi *camera prismatica* (prismatic camera) quando serve per fotografare lo spettro.

Concettualmente possiamo dire che tale apparecchio consiste *nella riunione di un prisma con un obbiettivo astronomico*, si ottiene cioè sovrapponendo un prisma all'obbiettivo.

Per intenderne il funzionamento, ricordiamo che una stella può considerarsi come un punto luminoso a distanza infinita. Ponendo allora un prisma dinanzi all'obbiettivo, i raggi rossi p. es., saranno deviati di un certo angolo verso la base del prisma, restando però sempre paralleli tra loro, e verranno quindi a cadere sopra l'obbiettivo con una direzione differente da quella che avrebbero se non vi fosse il prisma; i raggi aranciati saranno invece deviati di un angolo maggiore ecc.

L'obbiettivo si trova quindi investito da più fasci di raggi aventi direzione diversa ed essendo sempre ciascun fascio costituito da raggi paralleli tra loro. Supponendo l'obbiettivo

stesso perfettamente acromatico, i singoli fasci saranno riuniti ciascuno al fuoco corrispondente alla propria direzione, onde l'immagine fuocale dell'astro sarà costituita da un segmento luminoso, rosso ad un estremo e violetto all'altro, giacente nel piano fuocale dell'obbiettivo e diretto perpendicolarmente allo spigolo rifrangente del prisma.

Ciò posto, chiameremo *dispersione totale* del prisma l'angolo che i raggi dell'estremo rosso (riga [B] di Fraunhofer) uscenti dal prisma stesso formano con i raggi dell'estremo violetto (riga [G] di Fraunhofer). In generale si pone il prisma in modo che la deviazione prodotta risulti minima, ed allora, indicando con α il suo angolo rifrangente, con δ la deviaziona prodotta e con n l'indice di rifrazione, si ha dalla fisica:

$$\text{(119)} \qquad \operatorname{sen} \frac{\alpha + \delta}{2} = n \operatorname{sen} \frac{\alpha}{2}$$

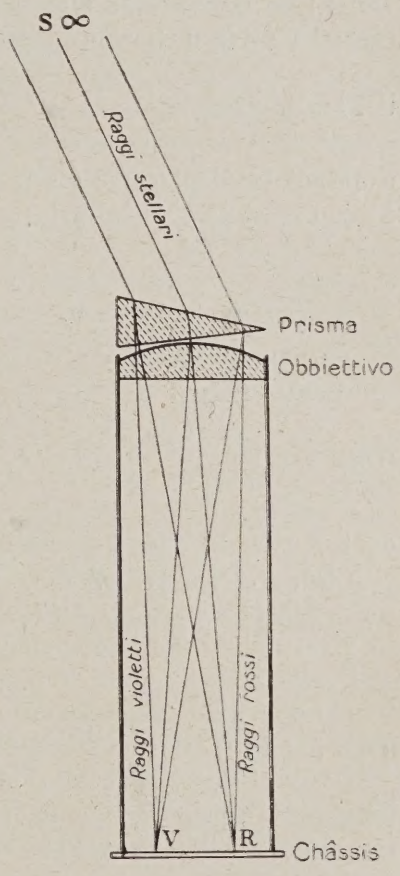


Fig. 66.
Schema della camera prismatica.

Se l'angolo rifrangente α è molto acuto, come generalmente avviene, anche δ risulta piccolo ed allora, confondendo il seno con l'arco, la (119) diviene:

$$\text{(120)} \qquad \alpha + \delta = n\alpha$$

donde ricaviamo:

$$\text{(121)} \qquad \delta = (n - 1)\,\alpha$$

Ne segue che, chiamando con n_B ed n_G i valori dell'indice di rifrazione del prisma adoperato per i raggi rossi e violetti corrispondenti alle righe [B] e [G] di Fraunhofer, le loro rispettive deviazioni saranno:

$$\delta_G = (n_G - 1)\,\alpha \qquad \delta_B = (n_B - 1)\,\alpha \tag{122}$$

e quindi la dispersione totale D, cioè l'angolo $\delta_G - \delta_B$ che i raggi rossi uscenti dal prisma formano con i violetti, sarà:

$$D = (n_G - n_B)\,\alpha \tag{123}$$

Per note proprietà delle lenti, la lunghezza l dello spettro risulterà dunque:

$$l = 2\,f\,tg\,\frac{D}{2} \tag{124}$$

dove f è la distanza fuocale dell'obbiettivo.

Così, p. es., se abbiamo un prisma di flint per cui $n_G = 2{,}0306$ ed $n_B = 1{,}9349$ con angolo rifrangente α di 12° in virtù della (123) la dispersione totale D sarà $0{,}0957.12° = 1°{,}1484 = 1°\,9'$, onde sovrapponendolo p. es., ad un obbiettivo di 3 m. di distanza fuocale, lo spettro prodotto al fuoco avrà, per la (124), una lunghezza di circa 60 mm.

Come si vede, il prisma obbiettivo dà spettri di piccola lunghezza, almeno adoperando strumenti di modeste dimensioni. Ma, se l'astro che si studia è molto luminoso, o se l'obbiettivo ha una grande apertura in modo da raccogliere molta luce, si possono ampliare le dimensioni dello spettro prodotto, sia aumentando la distanza fuocale, sia servendosi di più prismi sovrapposti, o, come si dice, di un *poliprisma*. Occorre avvertire però che le difficoltà di lavorazione ecc. impediscono di avere prismi obbiettivi molto grandi e solo in questi ultimi anni è stato costruito un prisma per un obbiettivo di 60 cm. di apertura.

Ma, più che la dispersione totale, importa all'astronomo la nettezza dello spettro ottenuto.

A tale scopo ricordiamo che i fisici chiamano *spettro normale* uno spettro in cui le distanze fra le righe di Fraunhofer siano proporzionali alle differenze delle lunghezze d'onda corrispondenti, ciò che si verifica per gli spettri di diffrazione dati dai reticoli. Invece *lo spettro del prisma non è uno spettro normale*, giacchè si dimostra [1] che tali distanze assumono valori differenti secondo la legge con cui l'indice di rifrazione del cristallo adoperato varia con la lunghezza d'onda.

Ricordiamo ancora che, a causa dei fenomeni d'interferenza, l'immagine fuocale monocromatica di una stella risulta formata da un dischetto centrale (disco spurio di Airy), il quale, visto dal centro dell'obbiettivo, ha un diametro eguale a $1{,}22\,\frac{\lambda}{A}$ essendo A l'apertura dell'obbiettivo stesso ed è contornato da anelli luminosi. Ne segue che le due immagini monocromatiche di un astro, prodotte al fuoco di un prisma obbiettivo dai raggi di due lunghezze d'onda poco differenti, λ e $\lambda + \Delta\lambda$, verranno a sovrapporsi parzialmente tra loro se $\Delta\lambda$ è molto piccolo, ciò che limita la nettezza dello spettro ottenuto, anche prescindendo da ogni imperfezione strumentale.

---

[1] Supponendo che la lunghezza d'onda λ si accresca di $d\lambda$, l'indice di rifrazione n diverrà $n + dn$ e quindi, differenziando la (119) otteniamo:

$$d\delta = 2\,\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha+\delta}{2}}\,dn = 2\,\mathrm{tg}\,\frac{\alpha+\delta}{2}\,\frac{dn}{n} = \frac{2}{n}\,\mathrm{tg}\,\frac{\alpha+\delta}{2}\cdot\frac{dn}{d\lambda}\,d\lambda$$

ciò che mostra che la deviazione elementare $d\delta$, non è proporzionale a $d\lambda$, ma dipende dalla legge con cui l'indice n varia con la lunghezza d'onda λ.

Supponendo p. es. con Cauchy $n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \ldots$ si ha $\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2b}{\lambda^3} + \ldots$ onde per uno stesso valore di $d\lambda$ la deviazione elementare $d\delta$ è minore verso il rosso e maggiore verso il violetto. Cioè lo spettro del prisma, paragonato con quello del reticolo, appare contratto verso l'estremo rosso e dilatato verso l'estremo violetto. Di tutto ciò occorre tener conto quando si esamina la distribuzione dell'energia nello spettro.

Ciò posto chiameremo *potere risolutivo* R di un prisma obbiettivo in un dato campo (p. es., visuale, fotografico ecc.) la minima distanza, espressa in lunghezza d'onda $\Delta\lambda$, tra due righe di Fraunhofer, che lo strumento permette di distinguere.

Per calcolare esattamente R, così definito, rimandiamo ai Trattati speciali di Ottica Fisica; ma per l'astronomo basta spesso un valore medio approssimato onde conoscere la potenzialità del proprio strumento, e, in tal caso, il calcolo può semplificarsi nel modo seguente.

Supponiamo p. es., di voler conoscere un valore approssimativo di R nel campo visuale p. es., tra le righe B e G di Fraunhofer. Essendo D la deviazione totale, cioè l'angolo sotto cui la lunghezza dello spettro è vista dal centro dell'obbiettivo, ne segue che la distanza $\Delta\lambda$ di due righe spettrali sarà vista, in media, [1] sotto l'angolo $\frac{D}{\lambda_B - \lambda_G}\Delta\lambda$ essendo λ_B e λ_G le lunghezze d'onda dei due estremi. Le due righe saranno quindi confuse insieme quando tale distanza risulti eguale al diametro del disco spurio di Airy cioè a $1{,}22\,\frac{\lambda_m}{A}$ essendo λ_m il valore medio di λ tra i due estremi assegnati. Avremo dunque:

$$\frac{D}{\lambda_B - \lambda_G}\,\Delta\lambda = 1{,}22\,\frac{\lambda_m}{A} \tag{125}$$

donde ricaviamo, indicando con R_m il valore medio approssimato di R nel campo assegnato

$$R_m = \Delta\lambda = \frac{1{,}22}{D}\,\frac{\lambda_B - \lambda_G}{A}\,\lambda_m \tag{126}$$

Così, nell'esempio considerato poco fa, possiamo porre $\lambda_G = 4300$, $\lambda_B = 6800$, $\lambda_m = 5500$, $D = 1^\circ\,9'$ cioè, in radianti,

---

[1] Ricordiamo (cfr. nota precedente) che lo spettro dato da un prisma è contratto verso il rosso e dilatato verso il violetto, onde il calcolo che indichiamo nel testo, dà soltanto un valore medio approssimativo.

$D = 0{,}02$. Supponendo l'apertura dell'obbiettivo di 20 cm. cioè 2.10^9 U.A. avremo allora:

$$R_m = \frac{1{,}22}{0{,}02}\,\frac{2500}{2.10^9}\,5500 = 0{,}4 \text{ U.A.}$$

Cioè, nel caso considerato, il prisma obbiettivo non ci permetterà di separare due righe spettrali distanti, in cifra tonda, meno di mezza unità Angstrom ([1]).

Ma lo spettro stellare, dato dal prisma obbiettivo, avendo la forma di un segmento luminoso non si presterebbe allo studio delle righe spettrali; occorre quindi allargarlo e ciò si fa in modo differente secondo che si desidera eseguire osservazioni visuali o fotografiche.

Modernamente, lo studio visuale dello spettro viene fatto solo in casi eccezionali e, più che altro, a scopo didattico. Basta allora aumentare la larghezza dello spettro con una lente cilindrica, posta presso la lente oculare, con le generatrici parallele alla lunghezza dello spettro.

Se invece si vuole fotografare lo spettro, occorre che la lastra sensibile venga posta al fuoco dove esso si forma, onde lo strumento si riduce ad una camera oscura con un prisma dinanzi all'obbiettivo, ciò che spiega il nome di *camera prismatica* con cui s'indica in questo caso.

Generalmente si pone il prisma con lo spigolo rifrangente diretto lungo un parallelo della sfera celeste, affinchè lo spettro stellare venga a formarsi in direzione del cerchio orario. Modificando allora lievemente la velocità del moto d'orologeria che porta l'equatoriale, lo spettro si sposta lentamente sopra la lastra sensibile in direzione del parallelo e cioè in senso perpendicolare alla propria lunghezza, onde l'immagine assume una larghezza sensibile, ciò che permette di studiare le righe spettrali sopra il clichè ottenuto senza alcun bisogno di lenti cilindriche.

93. Uso della camera prismatica. La camera prismatica presenta il grande vantaggio di dare simultaneamente nel clichè gli spettri di tutte le stelle *che sono nel campo del cannocchiale* ed inoltre assorbe minor quantità di luce in con-

fronto dello spettrografo che esamineremo tra breve. D'altra parte, paragonata con lo spettrografo, presenta due difetti, e cioè:

1° difficoltà di confrontare gli spettri stellari con quelli di una sorgente luminosa terrestre;

2° necessità di dirigere il cannocchiale in direzione differente da quella della stella che si osserva e ciò a causa

Fig. 67.
Fotografia dello spettro delle Pleiadi ottenuta con la camera prismatica. (Ludendorff, Potsdam).

della deviazione prodotta nei raggi luminosi dal prisma messo innanzi all'obbiettivo. Ponendo p. es. lo spigolo rifrangente del prisma nel senso del parallelo della volta celeste, occorre modificare la declinazione del puntamento di un angolo eguale alla deviazione media prodotta, onde è comodo spostare una volta per sempre l'asse del cannocchiale cercatore annesso alla camera prismatica.

Tali pregi e difetti della camera prismatica ne fissano, per così dire, l'uso rendendola adatta sopra tutto per eseguire una *rivista spettroscopica generale* (Durchmusterung) degli spettri d'intere classi di stelle, specialmente se poco

luminose, mentre invece lo spettrografo si mostra più adatto per lo studio particolareggiato dello spettro di singole stelle.

Il P. SECCHI, a Roma, compì la maggior parte dei suoi studi, che lo condussero alla scoperta dei vari tipi spettrali delle stelle, per mezzo di un prisma di 12° di angolo rifrangente, sovrapposto all'obbiettivo di un cannocchiale di 16 centimetri di apertura. Più tardi E. PICKERING ha eseguito il grande catalogo spettrale dell'Osservatorio di Harvard, su cui dovremo trattenerci in altro luogo, adoperando un cannocchiale di 27 centimetri di apertura e m. 3,80 di distanza fuocale, al cui obbiettivo sovrapponeva, separatamente o simultaneamente, quattro prismi con un angolo rifrangente di 15°. La lunghezza dello spettro prodotto dai quattro prismi simultaneamente era di 80 mm da H_β ad H_ε.

Si è cercato di togliere il difetto fondamentale della camera prismatica, immaginando dei procedimenti atti a fissare sul clichè lo spettro di riferimento di una sorgente terrestre, ciò che sarebbe assai importante per la determinazione delle velocità radiali delle stelle col principio di Doppler.

A tale scopo il Pickering ha proposto di servirsi di un filtro di luce atto a produrre una riga di assorbimento abbastanza netta e sottile, la quale viene a comparire in tutti gli spettri ottenuti nel clichè e di cui si sa a priori la lunghezza d'onda, conoscendosi la sostanza di cui è formato il filtro.

Un altro metodo, proposto dallo stesso Pickering, consiste nell'eseguire una seconda fotografia della stessa regione del cielo dopo aver ruotato il prisma di 180°, in modo che lo spigolo rifrangente passi p. es. da destra a sinistra, ciò che ci farà ottenere, per ogni stella, due spettri con gli estremi più rifrangibili in direzione opposta.

Ciò posto considerando una riga di assorbimento qualsiasi, p. es. la [F], si comprende che, a cagione della velocità radiale v di ogni stella, la distanza Δ delle due [F] contenute nei due spettri opposti dello stesso astro verrà alterata del doppio dello spostamento dovuto all'effetto Doppler. Si ha cioè tenendo conto, per il segno, che gli estremi più

rifrangibili sono opposti:

$$\Delta = k - \frac{2v\lambda}{c} \tag{127}$$

essendo k una costante per tutte le coppie ed esprimendo Δ in *U. A.* Ne segue che, misurando il valore di Δ per tutte le stelle contenute nel clichè e prendendone la media che indicheremo con l'indice m, si ha:

$$\Delta_m = k - \frac{2v_m\lambda}{c} \tag{128}$$

e quindi dalla (127) ricaviamo per ogni singola stella:

$$v - v_m = \frac{c}{2\lambda}(\Delta_m - \Delta) \tag{129}$$

Riusciamo così a calcolare la velocità radiale di ciascuna stella, relativa a quella v_m dell'insieme di tutti gli astri contenuti nel clichè.

Lo Schwarzschild crede che con tali procedimenti l'errore medio dei risultati non superi 10 km. a sec. e consiglia di adoperare i due metodi simultaneamente, applicando il filtro di luce ed eseguendo poi le due fotografie col prisma in direzione opposta, ciò che aumenta la sicurezza delle misure e permette anche di trovare le velocità radiali assolute v, anzichè quelle relative. Inutile aggiungere che, in ogni caso, è indispensabile uno studio accurato degli errori strumentali tra i quali, importantissimi, le eventuali distorsioni del sistema ottico e le variazioni di temperatura, che alterano l'indice di rifrazione dei prismi e conseguentemente modificano la dispersione risultante.

94. Spettrografo. Lo spettrografo è lo strumento più importante che abbiamo per lo studio degli spettri stellari e differisce dall'antico spettroscopio soltanto perchè permette di fotografare gli spettri, invece di esaminarli visualmente, come del resto indicano i nomi (γράφω = scrivo; σκοπέω = osservo).

Trattandosi di uno strumento di alta precisione, è opportuno difenderlo dalle oscillazioni di temperatura che producono nell'indice di rifrazione dei prismi delle variazioni indicate nelle tabelle delle costanti fisiche e, spesso, non trascurabili. A tale scopo, modernamente, si pone lo spettrografo in un involucro riscaldato elettricamente, con regolatore automatico, e spesso si riesce in tal modo a mantenere le oscillazioni di temperatura dentro i limiti di un decimo di grado.

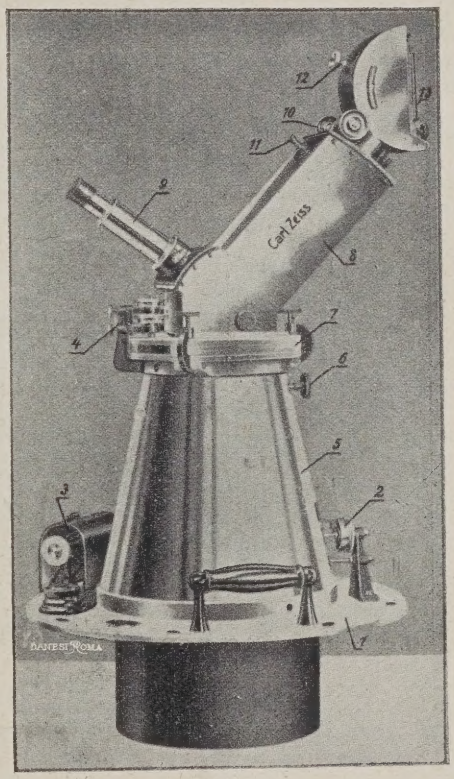


Fig. 68.
Spettrografo Zeiss (da fissarsi al cannocchiale).

Spiegazioni: 1. Briglia per il fissaggio al cannocchiale. - 2. Comando della larghezza della fenditura. - 3. Lampada ad arco per lo spettro di confronto. - 5. Protezione del cannocchiale collimatore. - 6. Vite per mettere a fuoco il collimatore. - 8. Protezione del prisma. - 9. Cannocchiale di puntamento. - 10. Vite per mettere a fuoco la lastra fotografica. - 14. Chassis metallico di cm. 3 × 6,5 per la lastra fotografica.

Ciò posto, per intendere il funzionamento dello spettrografo, ricordiamo dalla fisica le condizioni a cui deve soddisfare uno spettroscopio, e cioè:

1° per evitare sovrapposizioni delle varie immagini colorate, la sorgente luminosa deve essere puntiforme o almeno avere larghezza trascurabile in direzione normale allo spigolo rifrangente del prisma. In pratica, si adopera come sorgente luminosa una sottile fissura, rettilinea e diretta parallelamente al detto spigolo rifrangente.

2° per ottenere una maggiore nettezza, i raggi uscenti da ogni punto della sorgente luminosa debbono cadere sul

prisma parallelamente tra loro, onde occorre collocare una lente tra la fissura ed il prisma in modo che il fuoco coincida con la fissura stessa. L'apparecchio portante la fissura e la lente si chiama *collimatore*.

Lo spettro così ottenuto si osserva con un cannocchiale,

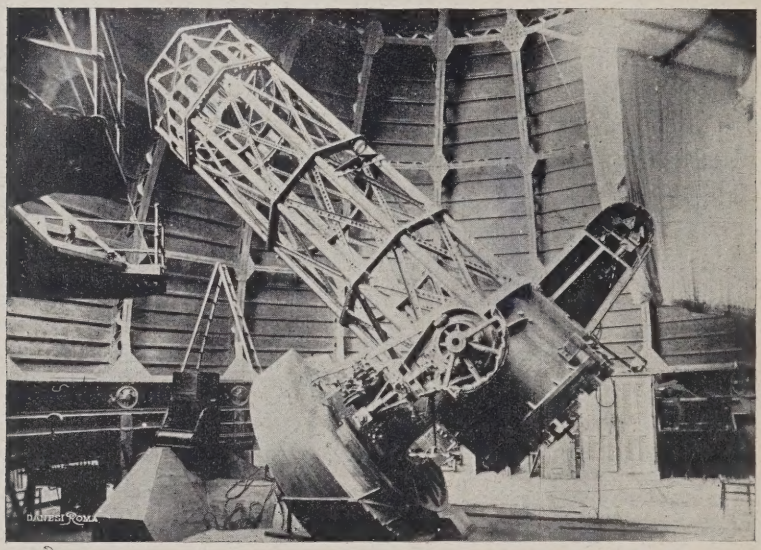


Fig. 69.
Spettrografo poliprismatico
applicato al grande riflettore equatoriale di Mt. Wilson.

onde lo spettroscopio ordinario può considerarsi composto di tre parti, vale a dire:

1° il collimatore;

2° il prisma, unico o multiplo, che può essere eventualmente sostituito da un reticolo;

3° il cannocchiale.

Modernamente al fuoco del cannocchiale, destinato all'osservazione degli spettri stellari, si pone una lastra fotografica pancromatica, destinata a fissare l'immagine dello spettro, ed allora lo spettroscopio si cambia in uno « *spettrografo* ».

Evidentemente, osservando una stella, si ha una sorgente luminosa puntiforme che invia raggi paralleli onde possiamo

sopprimere del tutto il collimatore, riducendo l'apparecchio soltanto al prisma posto innanzi al cannocchiale, vale a dire alla camera prismatica studiata poco fa. Ma, se insieme con lo spettro stellare, si vuole ottenere sulla lastra fotografica anche l'immagine di uno spettro di confronto di una sor-

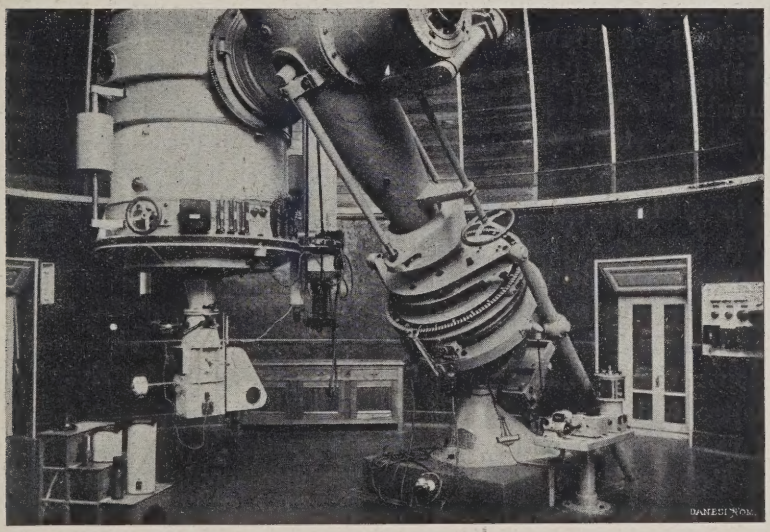


Fig. 70.
Spettrografo dell'Osservatorio di Milano.

gente luminosa terrestre, questa semplificazione non è più permessa ed è necessario ristabilire il collimatore con la sua fissura, onde lo spettrografo usato in astronomia è costituito schematicamente nel modo seguente:

Immaginiamo un cannocchiale diretto verso la stella da osservare e poniamo al fuoco dello strumento uno schermo avente una sottile fenditura, con labbri rettilinei e ben taglienti, che possano allontanarsi od avvicinarsi tra loro per mezzo di un'opportuna vite regolatrice. In generale la larghezza della fenditura si mantiene inferiore al decimo di millimetro sebbene tale da contenere tutta l'immagine fuocale della stella, avendo il dischetto spurio di Airy dimen-

sioni assai piccole [1]. La fenditura stessa si pone nel senso del parallelo della volta celeste, in modo che, alterando un poco il movimento di orologeria che porta l'equatoriale, la stella venga leggermente a spostarsi lungo la fenditura allargando così l'immagine fotografica dello spettro che, altrimenti, sarebbe lineare come vedemmo per la camera prismatica. Non occorre dire che il cannocchiale deve essere ben fissato in declinazione, giacchè la minima oscillazione potrebbe portare l'immagine della stella fuori della fenditura, annullando così l'osservazione. In ogni caso, per maggior prudenza, vicino alla fenditura si colloca un piccolo prisma a riflessione totale che permette all'astronomo, durante l'esposizione, di controllare continuamente la posizione dell'immagine fuocale dell'astro e di procedere, eventualmente, alle necessarie rettifiche in declinazione.

Come spettro terrestre di confronto, da fotografare sullo stesso clichè insieme con quello della stella studiata, si adopera comunemente quello dato dall'arco elettrico con elettrodi di ferro, o ferro-vanadio o titanio, sostanze ricche di radiazioni in ogni regione dello spettro. L'arco si colloca tra l'obbiettivo e la fissura dello spettroscopio e, con opportuni dispositivi, si fa cadere la sua luce sopra due tratti della fissura stessa, posti da una parte e dall'altra della posizione su cui cade l'immagine stellare, da cui restano separati da brevi intervalli oscuri onde impedire ogni confusione tra i singoli spettri. In tal modo nel clichè avremo l'immagine dello spettro della sorgente artificiale, p. es. dell'arco del ferro; poi, sotto di essa ed a breve distanza, l'immagine dello spettro stellare e quindi, sotto questa, nuova-

---

[1] Indicando con A l'apertura dell'obbiettivo e con F la distanza fuocale, per luce monocromatica di lunghezza d'onda λ il diametro del dischetto di Airy sarebbe $1{,}22\,\lambda\,\frac{F}{A}$, vale a dire — essendo in media la distanza fuocale F da dieci a quindici volte maggiore dell'apertura A — minore di un centesimo di millimetro, almeno per le lunghezze d'onda visuali e fotografiche ($\lambda \leq 5500$ U. A.).

mente l'immagine dello spettro di confronto [1]. Una tale fotografia si chiama tecnicamente « *spettrogramma* » (da γράμμα = immagine) ed offre la possibilità di determinare le lunghezze d'onda corrispondenti alle righe dello spettro stellare, confrontandole con quelle dello spettro artificiale, come tra poco vedremo.

È facile ora comprendere il funzionamento dell'apparecchio. Al di là della fenditura, e precisamente al fuoco di essa, vi è una lente che rende paralleli i raggi luminosi uscenti dalla fenditura stessa e li fa quindi cadere sopra

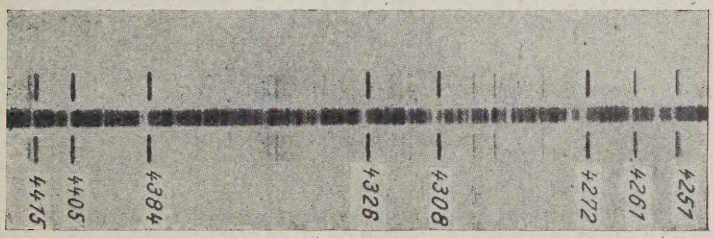


Fig. 71.
Spettrogramma di α Tauri (Osservatorio di Potsdam).

un sistema di prismi (o eccezionalmente sopra un reticolo) che opera la dispersione dei raggi di varia lunghezza d'onda. In seguito i singoli fasci di raggi di varia lunghezza d'onda, uscendo dai prismi, vengono ad incontrare una seconda lente che li concentra nel suo piano fuocale, dove si colloca la lastra fotografica pancromatica.

In generale si adoperano più prismi, con angolo rifrangente di circa 60°, ponendoli al minimo di deviazione per i raggi di una determinata lunghezza d'onda, p. es. H_γ e costruendoli di quarzo o di flint speciale di Jena (0 118) per impedire l'assorbimento dei raggi ultravioletti.

---

[1] Per stelline di debole luminosità, l'esposizione necessaria a fotografare lo spettro si prolunga anche per alcune ore, e allora le due fotografie dello spettro di confronto, che richiedono brevissime esposizioni, si eseguono l'una al principio e l'altra alla fine del lavoro.

95. Uso simultaneo del prisma obbiettivo e del reticolo. Recentemente EBERHARD ed HERTZSPRUNG, [1] esaminando la « Nova Aquilae 3 » hanno avuto la felice idea di servirsi simultaneamente del prisma obbiettivo e del reticolo per ricerche spettrofotometriche, e cioè per misurare l' intensità dello spettro nelle regioni corrispondenti alle diverse lunghezze d' onda.

Il reticolo viene posto in modo che la dispersione da esso operata sia normale a quella prodotta dal prisma, onde ciascuna stella contenuta nel campo del cannocchiale dà, sulla lastra fotografica, più immagini del proprio spettro, d' intensità decrescente, come vedemmo al n. 58. Si opera allora come dicemmo al luogo citato, occupandoci di analoghi studi dell' Hertzsprung sul reticolo [2].

§ 4. - ESAME DEGLI SPETTROGRAMMI.

96. Generalità. Come vedemmo, col nome di *spettrogramma* s' indica l' immagine fotografica di uno spettro stellare, confrontata con quella dello spettro di una sorgente luminosa terrestre (p. es. arco elettrico del ferro, o ferro-vanadio o titanio) essendo tali spettri ottenuti simultaneamente, sulla stessa lastra, con il medesimo spettrografo. Non occorre

---

[1] Per maggiori dettagli il lettore potrà consultare la nota dell' HERTZSPRUNG *Photographische spektralphotometrischer Vergleich Altaïr und NovaAquilae 3* in Astron. Nachr Bd 207 n. 4950.

[2] Per utilità didattica, o in casi speciali (p. es. per le osservazioni delle *protuberanze* del Sole) si può cambiare lo spettrografo in spettroscopio, sostituendo al posto della lastra fotografica un oculare a visione diretta, eventualmente munito di lente cilindrica, per allargare lo spettro stellare e rendere facilmente visibili le righe di Fraunhofer.

In tal caso, per maggiore comodità, si fa uso di un sistema dispersivo composto di cinque prismi, tre di crown e due di flint posti in senso contrario, onde la luce venga dispersa senza che essa subisca notevole deviazione. L' ottico *Amici* fu uno dei primi costruttori di tali apparecchi, detti anche oggi *prismi a visione diretta* o *prismi di Amici*.

aggiungere che lo spettro della sorgente terrestre, che per comodità di misura si replica sopra e sotto lo spettro della stella, è uno spettro di *emissione*, cioè a righe lucide, mentre lo spettro dell'astro è uno spettro di *assorbimento*, cioè a righe oscure, onde nella negativa il primo apparirà a righe oscure e l'altro a righe lucide.

Ciò posto si comprende che, essendo ottenuti tali spettri illuminando, come fu detto, una parte della fenditura dello spettrografo con la luce della sorgente terrestre ed una parte con la luce della stella esaminata, le righe appartenenti alla medesima lunghezza d'onda nello spettro stellare e in quello di confronto non sono altro che parte di una stessa immagine della fenditura.

Ora, rigorosamente parlando, poichè il sistema diottrico impiegato (lenti e prismi) non è *ortoscopico*, l'immagine di un segmento rettilineo, quale è la fenditura, non è un tratto di retta ma un arco di curva. Però in pratica, considerando la breve larghezza dello spettro stellare (in generale meno di un millimetro) e la vicinanza dei due spettri di confronto, la curvatura riesce quasi insensibile, onde si può ammettere che nello spettro stellare e nei due spettri di confronto di uno spettrogramma, le righe appartenenti alla medesima lunghezza d'onda si trovino sopra una stessa retta, o, come si dice correntemente, si trovino l'una sotto l'altra.

Premesse tali nozioni, lo studio di uno spettrogramma comprende due lati e cioè:

1° determinazione della lunghezza d'onda delle varie righe contenute nello spettro stellare;

2° studio fisico di queste righe, particolarmente in riguardo alla loro intensità.

Ci occuperemo separatamente di questi due problemi.

97. Formola di Hartmann. *Lunghezza d'onda approssimata delle righe di uno spettrogramma.* Concettualmente la determinazione della lunghezza d'onda corrispondente alle righe contenute in uno spettrogramma, si esegue esaminando il clichè con un microscopio munito di vite micrometrica. A tale scopo si colloca il clichè in modo che la lunghezza

degli spettri sia parallela alla corsa della vite, onde le righe di Fraunhofer vengono a disporsi parallelamente al filo mobile, che si pone su ciascuna di esse, girando opportunamente la vite – sempre nello stesso senso per evitare il passo perduto – e facendo di volta in volta la lettura *s* del tamburo. In pratica, trattandosi spesso di righe sottilissime,

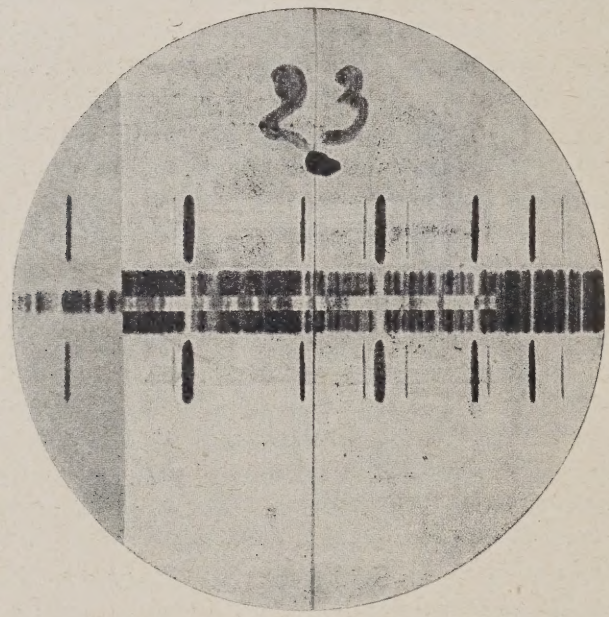


Fig. 72.
Esame di uno spettrogramma (Osservatorio di Potsdam).

che potrebbero essere interamente coperte dal filo, questo viene sostituito da un sistema di due fili paralleli, posti a breve distanza, che si dispongono in modo che la riga da esaminarsi si trovi sulla mediana della striscia compresa tra essi: precisamente come si fa per la lettura dei cerchi negli strumenti meridiani di cui si occupa l'astronomia di posizione. Ne segue che la lettura *s* sarà proporzionale all'ascissa di ciascuna riga, a partire da una certa origine, dipendendo il coefficiente di proporzionalità dal passo della vite. D'altra parte l'ascissa di ciascuna riga, a partire da una certa ori-

gine, è proporzionale alla deviazione δ, la quale a sua volta è proporzionale ad $n - 1$, essendo n l'indice di rifrazione del prisma per la lunghezza d'onda λ della riga esaminata.

Avremo dunque:

$$s = k(n - 1) + k_1 \tag{130}$$

essendo k e k_1 due costanti.

Analogamente per un'altra riga di lunghezza d'onda λ_0 a cui corrisponde nel tamburo della vite la lettura s_0 si avrà:

$$s_0 = k(n_0 - 1) + k_1 \tag{131}$$

e quindi sottraendo:

$$s - s_0 = k(n - n_0) \tag{132}$$

Ora nel campo visuale e fotografico, la fisica insegna che, prendendo per ascissa la lunghezza d'onda λ e per ordinate i corrispondenti indici di rifrazione del flint o quarzo, si ha un diagramma presso a poco iperbolico, con gli asintoti paralleli agli assi coordinati. Avremo dunque l'equazione approssimata:

$$n = \frac{\alpha}{\lambda - \beta} + \gamma \tag{133}$$

dove α, β, γ sono costanti [1].

Sostituendo al posto di n il suo valore, la (132) diviene allora:

$$s - s_0 = k\left(\frac{\alpha}{\lambda - \beta} + \gamma - n_0\right) \tag{134}$$

---

[1] Ricordiamo che la geometria analitica insegna che l'equazione di un'iperbole con gli asintoti paralleli agli assi coordinati n, λ ha la forma: $\alpha = (\lambda - \beta)(n - \gamma)$ dove α, β, γ sono costanti e donde, risolvendo rispetto ad n, si ricava la (133). Formule più esatte furono date recentemente e possono trovarsi in ogni trattato di fisica superiore.

donde ricaviamo immediatamente:

$$(135) \qquad (\lambda - \beta)(s - s_0 - k\gamma + kn_0) = k\alpha$$

e ponendo:

$$(136) \qquad s_0 + k\gamma - kn_0 = b; \qquad k\alpha = h$$

abbiamo infine:

$$(137) \qquad (\lambda - \beta(s - b) = h$$

che è la *formula di Hartmann*, [1] dove β, b, h sono costanti incognite.

Ponendo il filo mobile sopra tre righe di lunghezza d'onda ben conosciuta λ_1, λ_2, λ_3 dello spettro campione del ferro ed eseguendo le letture s_1, s_2, s_3 al tamburo si avrebbero le tre equazioni:

$$(138) \qquad (\gamma_i - \beta)(s_i - b) = h \qquad (i = 1, 2, 3)$$

sufficienti a determinare le tre incognite b, β, h. In pratica però, per maggiore esattezza, si misura un gran numero di righe dello spettro campione, ottenendo un sistema di equazioni lineari, da cui si ricavano b, β, h col noto metodo dei minimi quadrati.

Si comprende allora, come, una volta determinate queste tre incognite, basta introdurle nella (137) per avere, ad ogni valore della lettura s fatta al tamburo, la lunghezza d'onda λ della riga corrispondente nello spettro stellare. Non resta quindi che esaminare una tabella spettroscopica [2] per avere

---

[1] Cfr. *Ueber eine einfache interpolationsformel für das prismatische spectrum* di J. Hartmann in Public. des Astroph. Observ. zu Potsdam: Bd XII, n. 42.

[2] Comodissime p. es. sono le già citate *Tabelle der hauptlinien der linienspektra aller Elemente* di H. Kayser. Berlin, Springer, 1926.

Spesso però, se si conosce il tipo spettrale, non v'è bisogno nemmeno di queste e basta fare il confronta con lo spettrogramma di altre stelle note dello stesso tipo.

il nome dell'elemento che dà origine alla riga stessa e sapere se è ionizzato o no.

Il metodo esposto sarebbe quindi estremamente semplice, almeno dal lato concettuale, se la formola di Hartmann fosse rigorosamente esatta. In realtà, come abbiamo visto, essa è soltanto approssimata; onde il suo uso può esporre ad errori, certamente piccoli, ma temibili, quando si tratti di ricercare le velocità radiali delle stelle, per cui occorre conoscere le lunghezze d'onda con estrema precisione. Inoltre la ricerca delle costanti b, β, h dà origine ad un sistema di equazioni ai minimi quadrati, la cui soluzione è certamente facile, ma laboriosa. Si sono quindi immaginati altri metodi, che passiamo ad esporre.

98. Spettrocomparatore di Hartmann. Questo metodo è fondato sul confronto dello spettrogramma da studiare con un altro spettrogramma ottenuto da una stella di velocità radiale ben nota; confronto che si eseguisce con uno strumento ideato dallo stesso Hartmann e chiamato « *spettrocomparatore* ».

Per intenderne il funzionamento notiamo anzi tutto che la formola (137) di Hartmann, è semplicemente approssimata quando viene applicata ad un largo intervallo dello spettro, mentre può considerarsi come esatta quando si applichi ad un intervallo molto piccolo, o, più brevemente, quando si usi come formola differenziale.

Ciò posto, immaginiamo di considerare lo spettrogramma di una stella S_0 avente velocità radiale v_0 e sia λ_0 la lunghezza d'onda corrispondente ad una riga spettrale di un elemento qualsiasi. A cagione dell'effetto Doppler, in una altra stella S, avente velocità radiale v, differente da v_0, la riga spettrale dello stesso elemento apparirà con una lunghezza d'onda λ poco differente da λ_0.

E precisamente, posto $\lambda - \lambda_0 = \Delta\lambda$ e $v - v_0 = \Delta v$, si ha dalla (112):

$$\Delta v = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \tag{139}$$

indicando sempre con c la velocità della luce.

Immaginiamo ora di confrontare gli spettrogrammi delle due stelle, ponendoli uno accanto all'altro in modo che alle stesse letture del tamburo corrispondano le medesime lunghezze d'onda dei due spettri, ed indichiamo con s od s_0 le due letture relative alle due righe poco differenti di lunghezza d'onda λ e λ_0: righe che coinciderebbero se le due stelle avessero la stessa velocità radiale. Ponendo $s - s_0 = \Delta s$ abbiamo [1] dalla (137):

$$\Delta\lambda = -\frac{h}{(s-b)^2}\Delta s = \frac{\lambda-\beta}{b-s}\Delta s \tag{140}$$

e quindi la (139) diviene:

$$\Delta v = v - v_0 = \frac{c}{\lambda}\frac{\lambda-\beta}{b-s}\Delta s \tag{141}$$

che ponendo:

$$\frac{c}{\lambda}\frac{\lambda-\beta}{b-s} = R \tag{142}$$

ci da:

$$\Delta v = R\Delta s \tag{143}$$

dove R si chiama « *fattore di riduzione* ».

Teoricamente dunque, per ottenere la differenza $v - v_0$ delle velocità radiali delle due stelle, basta conoscere la differenza Δs delle letture corrispondenti ad una stessa riga dei due spettrogrammi e moltiplicare questa differenza per il fattore di riduzione R. In pratica però si comprende che, anche prescindendo da numerosi casi di eccezione la cui natura fisica non è ancora ben chiara (righe stazionarie ecc.),

---

[1] La (137) può scriversi sotto la forma:

$$\lambda = \frac{h}{s-b} + \beta$$

che differenziata rispetto ad s da la (140) del testo.

l'esattezza sarà molto maggiore se la differenza delle velocità $v - v_0$ viene ricavata dall'esame di un gran numero di righe; ed a ciò serve appunto lo *spettrocomparatore*.

Tale strumento è formato sostanzialmente [1] da due carrelli paralleli; uno fisso, su cui si pone p. es. lo spettrogramma

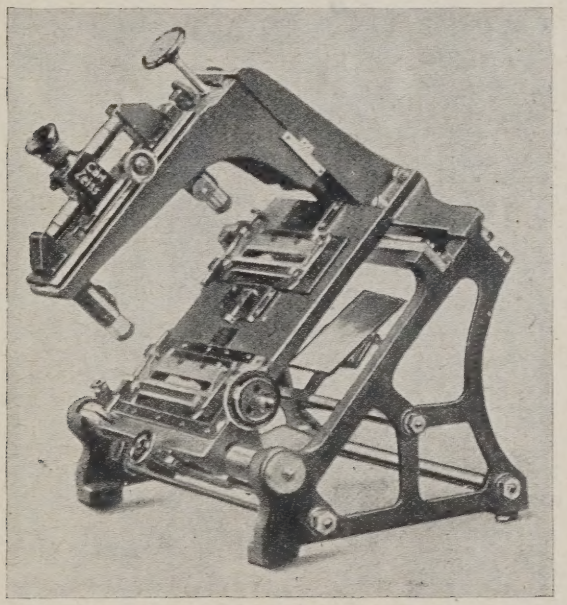


Fig. 73.
Spettrocomparatore di Hartmann.

della stella campione S_0 e l'altro mobile per mezzo di una vite micrometrica di precisione e destinato a portare il secondo spettrogramma, p. es. quello della stella S di cui si desidera conoscere la velocità radiale. Inoltre i due carrelli sono sorretti da una piattaforma che, a sua volta, può spostarsi per

---

[1] Per maggiori dettagli descrittivi cfr. J. Hartmann *Ein neues verfahren zur messung der linienverschiebung in Spektrogrammen* in Pub. des « Astroph. Observ. zu Potsdam », Bd. 18 n. 53, e *The Spectrocomparator* « Astroph. Journal », Vol. XXIV.

mezzo di una vite onde porre dinanzi agli obbiettivi dei microscopi quella parte dei due spettrogrammi che si desidera confrontare.

I due microscopi, destinati ad esaminare i due spettrogrammi S ed S_0, sono « spezzati » od « a gomito »; e cioè sono costruiti in modo che, per mezzo di un sistema di prismi a riflessione totale, le due immagini vengano a formarsi l'una presso l'altra nel piano focale di un solo oculare. Inoltre si può far variare l'ingrandimento di uno dei due obbiettivi, onde correggere eventuali differenze di dispersione dei due spettrogrammi.

Ciò posto l'osservazione può eseguirsi nel seguente modo. Poniamo lo spettrogramma S_0 su uno dei due carrelli, e quello S su l'altro, e muoviamo la grande piattaforma in modo che, guardando all'oculare, sia possibile vedere, l'una accanto all'altra, quella regione degli spettrogrammi che desideriamo esaminare; p. es. il violetto, per fissare le idee.

Regoliamo quindi l'ingrandimento di uno degli obbiettivi. e spostiamo la vite micrometrica di uno dei carrelli, in modo da porre in perfetta coincidenza tra loro le righe degli spettri terrestri di confronto contenute nei due spettrogrammi; e ciò fatto, eseguiamo le letture s_0 al tamburo della vite micrometrica del carrello.

Giunti a questo punto, se le due stelle S ed S_0 avessero la stessa velocità radiale, coinciderebbero anche le righe stellari, [1] essendo queste spostate della stessa quantità rispetto a quelle della sorgente terrestre; ma ciò, in generale, non si verifica, avendo i due astri differenti velocità radiali.

Ciò posto fissiamo la nostra attenzione sopra una analoga riga stellare contenuta nei due spettri, p. es. sopra la H_γ; e muoviamo la vite micrometrica del carrello in modo che la H_γ dell'una stella vada in coincidenza con la H_γ dell'altra eseguendo poi al tamburo la lettura s. Si comprende imme-

---

[1] Almeno prescindendo da altre cause di spostamento (pressione, effetto Einstein ecc).

diatamente che la differenza $s_1 - s_0 = \Delta s$ dà la distanza, in parti della vite, delle H_γ degli spettri delle due stelle e quindi basta moltiplicarla per R per avere la differenza delle loro velocità radiali. In pratica (e questo è anzi uno dei principali vantaggi dello spettrocomparatore) non ci contentiamo delle sole H_γ ma esaminiamo un gran numero di righe, moltiplicando le singole differenze per R, e prendendo la media dei risultati.

Osserviamo ancora che, secondo la (142) il fattore di riduzione R varia con la lunghezza d'onda e quindi dovrebbe essere calcolato per ogni valore di λ, ciò che sarebbe faticoso. In pratica però basta dividere lo spettro in un certo numero di parti e adottare per ciascuna di esse il valore medio di R, che, per un dato spettrocomparatore e per uno stesso potere dispersivo dello spettrografo adoperato, può essere calcolato una volta per sempre e registrato in una tabella. In tal modo, esaminando gli spostamenti di un gran numero di righe e prendendo la media dei valori trovati di $R\Delta s$, otteniamo la velocità radiale relativa $v - v_0$ delle due stelle confrontate, e quindi, conoscendo la velocità v_0 della stella S_0 ne deduciamo quella v della stella S. Soltanto occorre ricordare che la correzione dovuta al moto di rotazione e di traslazione della Terra intorno al Sole può essere diversa per le due stelle S ed S_0, onde la differenza $v - v_0$ dovrà essere rettificata come vedemmo al n. 86.

99. Misura dell'intensità delle righe di uno spettrogramma. Abbiamo già detto che, insieme con la determinazione della lunghezza d'onda delle righe di uno spettrogramma, ha molta importanza la determinazione della loro intensità e ciò può farsi col *microfotometro registratore*, di cui ci siamo occupati al n. 70. Spesso però basta un esame più sommario, che si esegue osservando lo spettrogramma al microscopio e studiando i caratteri delle differenti righe spettrali, la loro nettezza, il loro stato di diffusione ai bordi ecc. e sopra tutto la loro intensità relativa, sia paragonandole tra loro, sia confrontandole con le righe di spettrogrammi di altre stelle.

Ma, per ben comprendere l'interesse di questo esame, occorre osservare che *la temperatura per cui le righe spettrali* di una serie (p. es. principale, diffusa ecc.) *assumono la massima intensità, dipende dalla pressione;* onde, conoscendo l'una, si può ricavare l'altra. Crediamo anzi utile di estenderci un poco sopra tale argomento, interessantissimo per l'astrofisica moderna, senza tuttavia entrare in dettagli che apparterrebbero alla fisica teorica.

A tale scopo, cominciamo ad osservare che l'intensità di di una riga spettrale (di emissione o di assorbimento) è proporzionale alla frequenza degli atomi capaci di emettere o di assorbire quella riga.

Ora, come fu già detto, ogni riga spettrale corrisponde ad un salto di elettrone da un'orbita quantica iniziale ad un'orbita quantica finale o, come spesso si dice, da un livello energetico iniziale od un livello energetico finale, onde la riga potrà essere emessa, o assorbita, soltanto dagli elettroni che si trovano in quella data orbita iniziale. Così p. es. abbiamo visto che, per assorbire le righe appartenenti alla serie di Balmer, l'elettrone dell'idrogeno deve partire dalla seconda orbita quantica (cfr. n. 79) onde, nello spettro di una stella, l'intensità delle righe idrogeniche della serie di Balmer sarà proporzionale alla frequenza degli atomi d'idrogeno aventi elettroni nella seconda orbita quantica. Analoganente si dica per ogni altro caso.

Ciò posto, con considerazioni statistiche fondate sopra la teoria del Saha, il MILNE e il FOWLER [1] hanno mostrato che la frequenza degli atomi, aventi elettroni in una data orbita quantica, dipende dalla temperatura e dalla pressione del gas e che per un dato valore della pressione P vi è una temperatura T per cui tale frequenza assume il massimo

---

[1] Per i calcoli e ulteriori dettagli cfr. R. FOWLER e A. MILNE *The intensities of absorption lines in stellar spectra, and the temperatures and pressures in the reversing layers of Stars* in « Mont Notices » Vol. LXXXIII; id. id. Vol. LXXXIV, *The maxima of absorption lines in stellar spectra*; in. id. Vol. LXXXV *Notes on theory of absorption lines.*

valore producendo la massima intensità delle righe che ne dipendono.

In particolare, esprimendo P in *atmosfere* e T in *centigradi*, si hanno i seguenti risultati:

1. *Elio ionizzato* (He +); *massima intensità della serie di Pickering* (stelle del tipo 0)

$$P = 3{,}8.10^{-6} \qquad T = 30000$$
$$P = 3{,}2.10^{-5} \qquad T = 33000$$
$$P = 1{,}2.10^{-4} \qquad T = 35000.$$

2. *Elio neutro; massima intensità della serie diffusa* (doublets)

$$P = 5{,}9.10^{-6} \qquad T = 14000$$
$$P = 1{,}2.10^{-4} \qquad T = 16000$$
$$P = 4{,}0.10^{-4} \qquad T = 17000.$$

A questa serie appartengono, in particolare, le righe $\lambda = 5675{,}6$, $\lambda = 4471{,}5$, $\lambda = 4026{,}2$ che raggiungono la massima intensità nelle stelle del tipo spettrale $B2$.

3. *Idrogeno; massima intensità della serie di Balmer*

$$P = 1{,}3.10^{-4} \qquad T = 10000$$
$$P = 7{,}2.10^{-4} \qquad T = 11000$$
$$P = 3{,}1.10^{-3} \qquad T = 12000.$$

Come sappiamo la serie di Balmer assume la massima intensità nelle stelle del tipo spettrale $A0$ (Sirio).

4. *Magnesio ionizzato* (Mg +); *massima intensità della serie fondamentale*

$$P = 0{,}8.10^{-4} \qquad T = 10000$$
$$P = 5{,}2.10^{-4} \qquad T = 11000$$
$$P = 1{,}1.10^{-3} \qquad T = 12000.$$

A questa serie appartiene la riga $\lambda = 4481{,}1$ che ha la massima intensità nelle stelle del tipo $A0$ (Sirio).

5. *Magnesio neutro; massima intensità della serie diffusa* (triplets)

$$P = 5{,}3.10^{-5} \qquad T = 5000$$
$$P = 1{,}7.10^{-3} \qquad T = 6000.$$

A questa serie appartengono le righe

$$\lambda = 5183{,}60, \quad \lambda = 5172{,}68, \quad \lambda = 5167{,}33$$

che fanno parte del gruppo [*b*] di Fraunhofer e che raggiungono la massima intensità nelle stelle del tipo spettrale *K*0 (Arturo).

6. *Calcio ionizzato* (Ca +); *massima intensità della seconda serie accessoria* (doublets)

$$P = 9{,}9.10^{-7} \qquad T = 5000$$
$$P = 5{,}0.10^{-5} \qquad T = 6000.$$

A questa serie appartengono le righe [*H*] e [*K*] di Fraunhofer che raggiungono la massima intensità nelle stelle del tipo *K*0 (Arturo), ma sono pure molto intense nelle stelle del tipo *G*0 (Capella) e *K*5 (Aldebaran).

7. *Calcio neutro; massima intensità della seconda serie accessoria* (righe semplici)

$$P = 2{,}0.10^{-5} \qquad T = 4000$$
$$P = 1{,}8.10^{-4} \qquad T = 4500$$
$$P = 1{,}2.10^{-3} \qquad T = 5000.$$

A questa serie appartengono la righe $\lambda = 5512{,}9$ e $\lambda = 4847{,}3$ assai forti nelle *macchie solari*.

8. *Calcio neutro; massima intensità della serie diffusa* (triplets)

$$P = 2{,}1.10^{-6} \qquad T = 3500$$
$$P = 3{,}8.10^{-5} \qquad T = 3000$$
$$P = 3{,}7.10^{-4} \qquad T = 4500$$
$$P = 2{,}4.10^{-3} \qquad T = 5000.$$

A questa serie appartengono le righe $\lambda = 4456{,}61$ e $\lambda = 4425{,}43$ che raggiungono la massima intensità nelle *stelle nane* del tipo *M* e sono pure assai forti nelle *macchie del Sole*.

E facile ora comprendere come, una volta determinata la temperatura stellare, l'esame dell'intensità delle righe spettrali fornisca un metodo per valutare la pressione regnante sopra la fotosfera delle stelle, metodo assai più semplice di quello fondato sopra lo spostamento delle righe spettrali (cfr. n. 89).

Intanto come appare dal confronto dei calcoli con le osservazioni, può dirsi che la *pressione sopra la fotosfera stellare è*, in generale, *estremamente debole*, all' opposto di quanto si credeva fino a pochi anni or sono. Ed anzi questo fatto, che sembra ormai accertato, costituisce una delle migliori conferme della teoria della *pressione della luce* di cui parleremo nel secondo volume occupandoci delle ricerche moderne sopra la costituzione delle stelle [1].

100. Importanza delle velocità radiali nell'astronomia stellare. La determinazione delle lunghezze d'onda appartenenti alle varie righe di uno spettrogramma, determinazione che si connette con la ricerca delle sostanze chimiche contenute nell' atmosfera stellare, ha un' importanza così grande e così evidente nello studio della genesi e dell' evoluzione stellare, che sarebbe inutile spendere molte parole per metterla in luce.

Ma, nell' astronomia moderna, anche la ricerca delle velocità radiali delle stelle ha un' importanza altissima, pari a quella dello studio dei « moti propri » e delle « parallassi » stellari. Ed infatti la conoscenza delle velocità radiali fornisce anzi tutto uno dei metodi più sicuri per la determinazione del moto del Sole rispetto al sistema stellare o, come si dice comunemente ma inesattamente, del moto del Sole nello spazio. Metodo che ci contentiamo ora di nominare ma che dovremo esaminare minutamente, insieme con quello fondato sopra l' osservazione dei moti propri, quando ci occuperemo di statistica stellare.

Ma, oltre a ciò, l' applicazione dell' effetto Döppler ha aperto all'Astronomia un nuovo e vastissimo campo di studio,

---

[1] In generale le righe connesse col più basso livello di energia coincidono con le *righe ultime* del Gramont, e cioè con le righe che scompaiono per ultimo quando si diminuisce man mano la quantità della sostanza. Ciò si spiega facilmente giacchè, a moderate temperature, la grande maggioranza degli atomi si trova nel più basso livello di energia. Cfr. H. Russell *A liste of ultimate and penultimate lines of astrophysical interest* in « Astroph. Journal », Vol LXI.

e cioè quello delle stelle binarie spettroscopiche, di cui fu dato qualche cenno al n. 16, permettendo così di calcolare le orbite di sistemi binari tanto stretti che nessun cannocchiale basterebbe a risolvere. Analogamente la ricerca delle velocità radiali ha portato gran luce sopra l'origine delle stelle « Novae » ed, in molti casi, ha permesso di dimostrare con certezza l'esistenza di un satellite, oscuro o semioscuro, che produce la variabilità di parecchie stelle del tipo di Algol (n. 16) per mezzo delle eclissi periodiche che cagiona.

Infine, per limitarci soltanto alle nozioni più importanti, in alcune doppie spettroscopiche l'esame delle velocità radiali ha messo in luce un fenomeno, a prima vista, assai strano. E cioè, da un lato la variazione periodica di lunghezza d'onda e lo sdoppiamento e la successiva riunione di tutte le righe spettrali concordano nel mostrarci una variazione periodica della velocità radiale dei due astri, dovuta appunto all'orbita ellittica che essi descrivono intorno al comune centro di gravità; d'altra parte però, le righe [H] e [K] del calcio non subiscono spostamenti o modificazioni sensibili. Hartmann suppone quindi che queste righe, che egli chiama « *righe stazionarie del calcio* », non appartengano in realtà allo spettro stellare, ma siano dovute all'assorbimento di grandi nubi cosmiche di calcio, situate tra l'astro ed il Sole; nubi di cui l'effetto Döppler rivelerebbe così l'esistenza. Eddington crede anzi che si tratti di nubi di calcio lanciate dalle stesse stelle, forse per effetto della pressione della luce.

Naturalmente ci limitiamo ora a semplici cenni sopra tali argomenti, dovendo tornarvi in altra occasione; ma ciò basta a far comprendere perchè gli Osservatori Astrofisici dedichino tanta parte della loro attività agli studi spettrali.

In particolare, per quanto riguarda la ricerca delle velocità radiali, i più importanti lavori sono stati fin ad ora eseguiti dall'Osservatorio di Lick a Mt. Hamilton in California, sotto la guida del Prof. W. W. Campbell che, giovandosi del grande riflettore Crossley, di circa un metro di apertura, ha potuto servirsi di uno spettrografo ad alto potere

dispersivo, ottenendo le velocità radiali di molte migliaia di stelle con errore probabile che, spesso, non sorpassa $^1/_4$ di km. a sec.

Per le ricerche spettroscopiche generali dobbiamo invece ricordare anzi tutto negli Stati Uniti, l'Osservatorio di Mt. Wilson (California) con i due riflettori di 60 e di 100 pollici (il maggiore del mondo) e quindi l'Osservatorio di Yerkes, dell'Università di Chicago, quello di Alleghany dell'Università di Pittsburgh, quello di Flagstaff ecc.; nel Canadà, l'Osservatorio di Ottawa e l'Osservatorio Victoria che ha un riflettore di 72 pollici di apertura, ecc.

In Europa dobbiamo poi citare: l'Osservatorio di Potsdam, quello dell'Università di Berlino a Babelsberg presso la capitale, l'Osservatorio di Poulkowo, quello di Meudon, dedicatosi sotto la guida del Prof. Deslandres alla misura delle velocità radiali dei vari strati dell'atmosfera solare, l'Osservatorio di Parigi, quello di Greenwich ecc.

Ma, storicamente, è doveroso tener presente che uno dei più grandi pionieri delle ricerche spettrali fu l'*Osservatorio di Roma*, col *P. Angelo Secchi* per le ricerche stellari e con *Lorenzo Respighi* per quelle riguardanti le protuberanze solari. Ed è indubitabile che Roma, favorita da un cielo trasparentissimo e con un gran numero di notti serene durante l'anno, avrebbe mantenuto la sua alta posizione nell'astronomia mondiale, se il suo Osservatorio avesse sempre avuto gli aiuti necessari per acquistare e collocare in buona posizione i nuovi strumenti.

CAPITOLO TERZO

Interferometria e diametri stellari.

101. Generalità. L'applicazione dell'interferometria alle misure stellari è cosa assolutamente recente. A dir vero, la prima idea risale al *Fizeau* (1) fin dal 1868 ed i primi tentativi pratici furono effettuati dallo *Stefan* (2) nel 1873, ma questi non ebbero successo e rimasero quasi dimenticati, fino a che, nel 1890, il Michelsen (3) riprese il problema, e più tardi, con l'aiuto dell'Anderson, potè ottenere i primi risultati all'Osservatorio di Mt. Wilson (4).

Ben presto l'uso dell'interferometria si estese ad altre Specole americane ed europee e gli astronomi lo abbracciarono con giustificato entusiasmo, giacchè esso ci offre *l'unico mezzo fino ad ora conosciuto per misurare direttamente i diametri angolari dei dischi stellari* e ci dà anche un aiuto notevolissimo per risolvere i sistemi binari molto ravvicinati, come ora vedremo.

102. Valutazione teorica dei diametri angolari dei dischi stellari. Come già abbiamo detto in altra occasione, le stelle sono così lontane da noi che esse appariscono come semplici

---

(1) Cfr. « Comptes Rendus », T. LXVI.

(2) Cfr. « Comptes Rendus », T. LXXIV.

(3) Cfr. « Philosop. Mag. », Vol. 30.

(4) Cfr. A. MICHELSON. *On the application of interference methods to astronomical measurement* in « Astroph. Journ. » Vol. LI; J. ANDERSON, *Applications of Michelson's interferometer method to the measurement of close double stars* (id. id.); e A. MICHELSON and F. PEASE, *Measurement of the diameter of α Orionis with the interferometer*, (id. Vol. LIII).

punti luminosi, anche osservandole con i telescopi più potenti che esistano. O meglio, esse apparirebbero come punti luminosi, se non si verificassero le note cause perturbatrici dovute all'interferenza delle onde luminose, all'impossibilità di costruire un obbiettivo esente da ogni difetto, ai movimenti irregolari dell'atmosfera, ecc.; cause tutte che danno alle stelle l'aspetto di dischetti più o meno irregolari. Si comprende dunque che il cannocchiale, anche se potentissimo, non ci offre nessuna possibilità di misurare il diametro angolare delle stelle, che occorre quindi valutare in altro modo.

Prescindendo per ora dall'interferometro, possiamo giungere al risultato con misure fotometriche, nell'ipotesi che le stelle irradino energia come radiatori perfetti o « corpi neri ».

Siano infatti m_b T e Δ la grandezza bolometrica, la temperatura assoluta ed il diametro angolare di una stella, ed m_{b0}, T_0, Δ_0 le stesse quantità per un'altra stella destinata a servire di confronto.

L'equazione (17) del n. 50:

$$m_b - m_{b0} = -2{,}5 \log \frac{\Delta^2 T^4}{\Delta_0^2 T_0^4} \tag{144}$$

ci dà con brevi calcoli

$$\log \Delta = \log \Delta_0 + 2 \log T_0 + \frac{m_{b0}}{5} - 2 \log T - \frac{m_b}{5}. \tag{145}$$

Prendendo come stella campione il Sole e misurando i diametri angolari in secondi d'arco abbiamo:

$$\Delta_0 = 1924'' \qquad T_0 = 6000 \qquad m_{b0} = -26{,}7$$

e quindi la (145) diviene:

$$\log \Delta = 5{,}50 - 2 \log T - \frac{m_b}{5}. \tag{146}$$

Cerchiamo p. es. di valutare teoricamente il diametro angolare di *Betelgeuse* (α Orionis) che ha una grandezza

visuale $m = 0{,}92$ ed il tipo spettrale M a cui corrisponde come sappiamo, una temperatura T di 3100. La tabella al n. 67 ci dà allora per l'*indice bolometrico* $K = -1{,}20$ da cui ricaviamo come grandezza bolometrica

$$m_b = m + K = 0{,}92 - 1{,}20 = -0{,}28$$

onde la (146) diviene:

$$\log \Delta = \bar{2}{,}58$$

donde ricaviamo:

$$\Delta = 0'',04.$$

In pratica il diametro di Betelgeuse fu il primo misurato con l'interferometro dal Pease (dicembre 1920) che trovò $\Delta = 0'',05$ valore abbastanza prossimo al risultato teorico.

Con simili procedimenti, Eddington ha calcolato la seguente tabella che dà i diametri angolari dei dischi stellari in funzione delle loro grandezze visuali m e del tipo spettrale:

TABELLA

m	A	F	G	K	M
0,0	0'',0034	0,0054	0,0098	0,0219	0,0859
2,0	0 ,0014	0,0022	0,0039	0,0087	0,0342
4,0	0 ,0005	0,0009	0,0016	0,0035	0,0136.

Conoscendo il diametro angolare Δ di una stella, se ρ è la sua distanza in chilometri, il suo diametro lineare D in chilometri sarà $D = \rho\Delta = \rho \sin 1''\Delta''$. Ma, misurando la parallasse π in secondi si ha (n. 15) $\rho = 30{,}9.10^{12}/\pi''$ onde risulta

$$D = 30{,}9.10^{12} \frac{\Delta''}{\pi''} \sin 1''. \tag{147}$$

Se invece, come fanno spesso gli astronomi, vogliamo misurare il diametro stellare D prendendo per unità quello del Sole, che è uguale a 1391000 km., basterà dividere il secondo membro per tale valore, ottenendo

$$D = \frac{30{,}9.10^{12} \sin 1''}{1391000} \cdot \frac{\Delta''}{\pi''} = 108 \frac{\Delta''}{\pi''}. \tag{148}$$

In tal modo si è calcolata la seguente

TABELLA

STELLE GIGANTI	π''	D	Δ''
Antares	0″,0095	480	0″,042
Betelgeuse	0 ,017	290	0 ,048
β Pegasi	0 ,016	170	0 ,025
Aldebaran	0 ,057	60	0 ,034
Arturo	0 ,080	30	0 ,023
Capella	0 ,063	12	0 ,007
STELLE NANE			
Wega	0 ,124	2,4	0,003
Procione	0 ,312	1,9	0,006
Sirio	0 ,371	1,8	0,006
Altair	0 ,204	1,4	0,003
α Centauri	0 ,758	1,0	0,007
Satellite di Sirio	0 ,371	0,034	0,00012
40 Eridani B	0 ,203	0,019	0,00004
St. van Maanen	0 ,255	0,007	0,00002.

Ma, oltre a queste valutazioni puramente teoriche, occorreva, se possibile, procedere alla misura effettiva dei diametri angolari delle stelle, ed a ciò provvede ora l'interferometro.

103. Teoria dell'interferometro [1]. Immaginiamo di dirigere un cannocchiale verso una stella S, dopo aver coperto l'obbiettivo con un diaframma avente due fenditure che per ora supponiamo assai strette, parallele tra loro e poste ad eguale distanza del centro dell'obbiettivo.

La fisica insegna allora che i due fasci luminosi che penetrano nello strumento interferiscono tra loro, dando origine nel piano focale ad una serie di frange disposte parallelamente agli assi delle due fenditure.

Infatti supponiamo che l'astro S si trovi p. es. sull'asse ottico CO del cannocchiale e conduciamo per CO un piano

---

[1] Per maggiori schiarimenti cfr. ad es. WOOD, *Phisical Optic*, oltre i lavori citati del MICHELSEN e dell'ANDERSEN.

normale alla direzione delle due fenditure. Siano M ed N le due fenditure, b la loro distanza, O il centro dell' obbiettivo che coincide — come abbiamo supposto — col punto medio del segmento MN, f la lunghezza focale, C il punto di incontro di CO col piano focale, r la retta di intersezione dello stesso piano focale col piano normale alle due fenditure poco anzi considerate, ed A un punto qualsiasi di r posto a distanza x da C. Per giungere ad A la luce proveniente da M deve percorrere il segmento MA, mentre quella proveniente da N deve percorrere il segmento NA. Ora, essendo CO normale al piano focale, si ha, dal teorema di Pitagora:

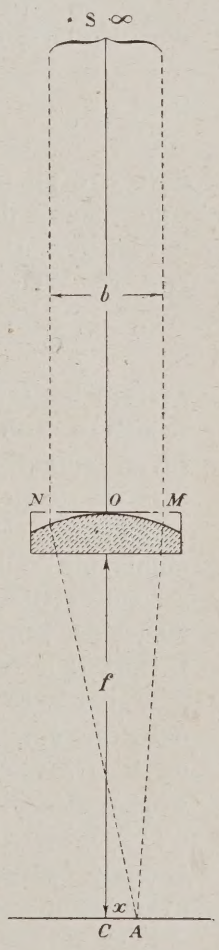


Fig. 74.

$$(149) \qquad \overline{NA}^2 = f^2 + \left(x + \frac{b}{2}\right)^2;$$

$$\overline{MA}^2 = f^2 + \left(x - \frac{b}{2}\right)^2$$

e quindi, sottraendo e riducendo

$$(150) \qquad \overline{NA}^2 - \overline{MA}^2 = 2xb.$$

D' altra parte, essendo, con grande approssimazione

$$(151) \qquad MA + NA = 2f$$

abbiamo, dividendo la (149) per la (150),

$$(152) \qquad \frac{\overline{NA}^2 - \overline{MA}^2}{MA + NA} = NA - MA = \frac{xb}{f}.$$

Ne segue che, supponendo per semplicità che si tratti di luce monocromatica di lunghezza d' onda λ, la differenza dei cammini $NA - MA$, espressa in lunghezza d' onda, sarà uguale a $\frac{xb}{f\lambda}$, e quindi che i due raggi luminosi uscenti da M e da N arriveranno in A con

una differenza α di fase uguale a

$$\alpha = 2\pi \frac{xb}{f\lambda}. \tag{153}$$

Ed allora, se scegliamo x in modo che sia

$$x = \frac{2n+1}{2} \frac{f\lambda}{b} \tag{154}$$

dove n è un intero qualsiasi, α risulterà uguale ad un multiplo dispari di π e quindi i due raggi, giungendo in A in opposizione di fase, si elideranno tra loro, producendo oscurità. Ponendo dunque

$$n = ... -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, \text{ ecc.}$$

avremo tante frange oscure parallele alla lunghezza delle fenditure e distanti tra loro di $f\lambda/b$ cioè di una quantità inversamente proporzionale alla distanza b delle due fenditure aperte nel diaframma situato dinanzi all' obbiettivo.

Ciò premesso, immaginiamo che nel campo del cannocchiale, oltre alla stella S che abbiamo considerata, vi sia una seconda stella S' anche essa di luce monocromatica e della medesima lunghezza d' onda λ, ed esaminiamo come si modificherà il sistema di frange.

Intanto, se S' è allineata con S nel senso della lunghezza delle due fenditure, è chiaro che il sistema di frange prodotto da S' si sovrapporrà a quello prodotto da S rinforzandone l' apparenza; invece, se la congiungente S con S' è normale alla lunghezza delle fenditure, le frange oscure prodotte da S' saranno spostate rispetto a quelle prodotte da S, onde potrà avvenire una specie di compenso che annulli l' effetto totale.

Per esaminare meglio questo secondo caso, che è il più interessante dal lato pratico, supponiamo effettivamente SS' normale alla lunghezza delle fenditure; e sia d la distanza angolare delle due stelle. Ne risulta allora, per nozioni elementarissime sulle lenti, che l' immagine focale di S' sarà spostata rispetto a quella di S di un segmento z eguale ad $ftgd$ (od anche a fd, essendo sempre d un angolo molto

piccolo) e quindi che tutto il sistema di frange prodotto da S' sarà spostato di fd normalmente alla lunghezza delle frange stesse. In altre parole ponendo fd al posto di x nella (153), segue che per uno stesso punto A del piano focale i due sistemi di frange, prodotti dalle due stelle, hanno una differenza di fase β data da

$$\beta = 2\pi \frac{b}{\lambda} d. \tag{155}$$

Ora con facili considerazioni trigonometriche si dimostra l' identità

$$Q \sin \omega t + q \sin (\omega t + \beta) = R \sin (\omega t + \varphi) \tag{156}$$

dove si ha

$$R^2 = Q^2 + q^2 + 2Qq \cos \beta \tag{157}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \beta}{1 + \cos \beta} \tag{158}$$

la quale ci insegna che due moti ondulatori di ampiezze Q e q, della stessa frequenza ω e sfasati di un angolo β, si compongono in un solo moto ondulatorio, di identica frequenza e di intensità R data dalla (157). Da ciò possiamo concludere che, chiamando con I ed i l' intensità luminosa delle due stelle S ed S', il sistema di frange risultante avrà luogo come se il cannocchiale venisse illuminato da un' unica stella fittizia, di intensità luminosa L data da

$$L^2 = I^2 + i^2 + 2Ii \cos \beta. \tag{159}$$

Ne segue che L oscilla [1] tra un valore massimo eguale ad $I + i$ che raggiunge per $\cos \beta = 1$, ed un valore minimo

---

[1] Spesso si chiama « *visibilità* » delle frange, il rapporto $\frac{I - i}{I + i}$, e cioè il rapporto tra il minimo ed il massimo valore della distribuzione dell' intensità luminosa L.

eguale a $I - i$ (e cioè eguale a zero se le due stelle hanno la medesima intensità) che raggiunge per $\cos \beta = -1$.

Ora, affinchè si abbia $\cos \beta = -1$ occorre che sia $\beta = \pi$, e cioè dalla (155)

$$b = \frac{\lambda}{2d}. \tag{160}$$

Ciò posto immaginiamo di dirigere il cannocchiale verso un sistema binario le cui componenti S ed S' distino tra loro di un angolo d, ponendo il diaframma in modo che la lunghezza delle due fenditure sia normale alla congiungente le due stelle S ed S'. Allora, se supponiamo di poter variare la distanza delle due fenditure, vedremo le frange ridursi alla minima visibilità, ed eventualmente scomparire, quando b assume il valore dato dalla precedente equazione.

Inversamente, se facciamo variare la distanza delle fenditure fino a trovare il valore di b per cui le frange acquistano la minima visibilità, potremo dalla stessa equazione ricavare il valore d della distanza delle due stelle componenti il sistema binario, ottenendo

$$d = \frac{\lambda}{2b} \tag{161}$$

od anche, se si vuole esprimere d in secondi di arco,

$$d'' = \frac{\lambda}{2b \sin 1''} \tag{162}$$

equazione a cui daremo il nome di « *prima formola fondamentale dell' interferometro* ».

Resta ora a mostrare come si possa dedurre da misure interferometriche il diametro angolare di una stella, ed a questo fine esaminiamo che cosa avviene quando noi dirigiamo il cannocchiale verso un astro S, considerato non più come un punto luminoso, ma come un dischetto, avente un diametro angolare estremamente piccolo.

A tale scopo dividiamo il dischetto in tante striscie sottilissime, per mezzo di corde parallele agli assi delle due

fenditure e consideriamo come si compongono i vari sistemi di frange, dati ciascuno dalla luce emanante da ognuna di queste striscie.

Perciò ricordiamo l'identità trigonometrica che comprende la (156) come caso particolare:

$$\Sigma Q_i \sin(\omega t + \beta_i) = R \sin(\omega t + \varphi) \tag{163}$$

dove si ha:

$$R^2 = (\Sigma Q_i \cos \beta_i)^2 + (\Sigma Q_i \sin \beta_i)^2 \tag{164}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Sigma Q_i \sin \beta_i}{\Sigma Q_i \cos \beta_i} \tag{165}$$

che ci insegna come si compongono più moti vibratori della stessa frequenza ω aventi ciascuno una particolare intensità Q_i ed una particolare fase β_i.

Ora se noi chiamiamo con Δq_i l'intensità luminosa di una qualsiasi delle striscie in cui abbiamo diviso il disco stellare, e con α_i la sua distanza angolare dal centro dell'astro, contata in direzione normale alle fenditure, la (155) ci mostra che i raggi provenienti da questa striscia producono frange sfasate di un angolo β_i eguale a $\frac{2\pi b}{\lambda} \alpha_i$ rispetto a quelle prodotte dai raggi uscenti dalla striscia centrale del disco.

Ciò posto, se applichiamo la (164), e ricordiamo che, avendo le striscie della metà sinistra del disco una distanza angolare uguale e di segno contrario a quelle della metà destra, i termini contenenti il seno si distruggono tra loro e quelli contenenti il coseno si sommano, avremo:

$$R^2 = 2\left(\Sigma \Delta q_i \cos \frac{2\pi b}{\lambda} \alpha_i\right)^2 \tag{166}$$

e cioè

$$R = \sqrt{2}\, \Sigma \Delta q_i \cos \frac{2\pi b}{\lambda} \alpha_i \tag{167}$$

intendendo la somma estesa a tutte le strisciette di una metà del disco.

Ne segue che per calcolare R occorre conoscere l'intensità luminose Δq_i delle singole strisciette e quindi la legge di ripartizione di luminosità sul dischetto stellare. Supponendo p. es. che essa sia uniforme, si dimostra col calcolo [1] che R si annulla quando il diametro angolare ω dell'astro espresso in secondi di arco è legato a b dalla relazione

$$\omega'' = 1{,}22 \frac{\lambda}{b \sin 1''} \tag{168}$$

equazione a cui daremo il nome di « *seconda formula fondamentale dell' interferometro* ».

Naturalmente il risultato si modifica quando il disco stellare non è di splendore uniforme: p. es. se supponiamo

---

[1] Adoperando il calcolo infinitesimale e chiamando con r il raggio angolare del disco, la lunghezza di una corda distante α dal centro è $2\sqrt{r^2 - \alpha^2}$ e quindi l'area di una striscietta sarà $2\sqrt{r^2 - \alpha^2}\, d\alpha$. Allora se il disco stellare è di splendore uniforme, la quantità di luce dq emessa da una striscietta risulta proporzionale alla sua area e la (166) del testo diviene eguagliata a zero:

$$\int_0^r \sqrt{\omega^2 - \alpha^2} \cos \frac{2\pi b \alpha}{\lambda}\, d\alpha = 0 \tag{1}$$

la quale, ponendo:

$$\frac{2\pi b \alpha}{\lambda} = x; \quad \frac{2\pi b r}{\lambda} = a$$

diviene

$$0 = \int_0^a \sqrt{a^2 - x^2} \cos x\, dx = \int_0^a \sqrt{a^2 - x^2} \left\{ 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - \dots \right]. \tag{2}$$

Ponendo

$$x^2 = \frac{a^2}{1 + t^2}$$

la funzione sotto al segno d'integrazione si trasforma in una serie di termini della forma $t^2(1 + t^2)^{-2n}$, con n intero, facilmente integrabile con le note regole del calcolo. Eseguendo l'integrazione si ha la serie convergente

$$0 = 1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{a^2}{2!} + \frac{1.3}{4.6} \cdot \frac{a^4}{4!} - \frac{1.3.5}{4.6.8} \cdot \frac{a^6}{6!} + \dots \tag{3}$$

che lo splendore sia massimo al centro e decresca verso i bordi, con la stessa legge che si osserva nella luminosità del disco solare la (168) diviene:

$$\omega'' = 1{,}33 \frac{\lambda}{b \sin 1''}. \tag{169}$$

Aggiungiamo che la seconda formola fondamentale (168) si potrebbe dedurre in modo assai più semplice — sebbene meno rigoroso — col seguente ragionamento.

Immaginiamo di dividere il disco della stella che si esamina in due semicerchi, per mezzo di un diametro parallelo alle due fenditure, e siano G_1 e G_2 i due baricentri dei due semicerchi supposti omogenei.

---

che ha, come minima radice positiva, $a = 3{,}82$. Ne segue per il diametro stellare ω il valore:

$$\omega = 2r = \frac{a\lambda}{\pi b} = 1{,}22 \frac{\lambda}{b}$$

e cioè, esprimendo ω in secondi, $\omega'' = 1{,}22 \dfrac{\lambda}{b \sin 1''}$.

Per maggiore generalità, MICHELSON « Astroph. Journ. » LIII, studia anche il caso in cui il disco non sia di uniforme splendore, supponendo che l'intensità luminosa dq della striscia considerata sia proporzionale a $(r^2 - \alpha^2)^n$ dove n è un parametro qualsiasi; e riporta in aggiunte tabelle i valori dell'integrale in funzione di n. Cfr. anche HAMY « Comptes Rendus », T. CLXXIV.

Termineremo con un osservazione importante.

Immaginiamo di osservare un astro, supposto puntiforme, con un cannocchiale ordinario e consideriamo nel piano fuocale dell'obbiettivo un punto P distante x dall'asse ottico. Se dividiamo l'obbiettivo in tante corone circolari concentriche, di spessore dr, e teniamo conto dell'interferenza dei raggi luminosi, troveremo che la quantità di luce che cade sul punto P è data da un integrale del tipo ora considerato. Si dimostra in tal modo che, chiamando con D il diametro dell'obbiettivo del cannocchiale, l'immagine fuocale di un astro puntiforme è costituita da un dischetto centrale luminoso di diametro $1{,}22\,\lambda/D$, e che il dischetto è contornato da anelli luminosi ed oscuri i quali ultimi corrispondono alle radici della serie (3) e cioè $a = 3{,}8$; $a = 7{,}1$; $a = 10{,}2$ ecc. Cfr. ANDRÈ « *Traité d'Astronomie Stellaire* » T. I. pag. 9 (Paris, Gauthier, 1899).

Nell'ipotesi che il disco stellare sia uniformemente luminoso, potremo ritenere la luce di ciascun semicerchio come concentrata in G_1 e G_2; onde, con molta approssimazione, il fenomeno sarà identico a ciò che si avrebbe osservando i due punti luminosi G_1 e G_2. Chiamando allora con d'' la loro distanza angolare in secondi di arco, le frange d'interferenza scompariranno secondo la (162) quando si ha

$$d'' = \frac{\lambda}{2b \sin 1''} \tag{170}$$

Ma se r'' è il raggio apparente del disco stellare, la distanza d'' dei due baricentri G_1 e G_2, secondo la meccanica elementare, sarà data da

$$d'' = \frac{8r''}{3\pi} = \frac{4\omega''}{3\pi} \tag{171}$$

onde sostituendo nella (170) avremo:

$$\omega'' = \frac{3\pi}{8} \frac{\lambda}{b \sin 1''} = 1{,}2 \frac{\lambda}{b \sin 1''} \tag{172}$$

che coincide, presso a poco, con la (168).

104. Descrizione dell'interferometro. Abbiamo fin qui supposto che le due fenditure si trovino sopra un diaframma applicato all'obbiettivo; ma è chiaro che si avrà lo stesso risultato se il diaframma si colloca normalmente all'asse del cannocchiale nel corso dei raggi luminosi che dall'obbiettivo convergono verso il fuoco, ciò che in pratica riesce assai più comodo. Soltanto per distanza b delle due fenditure bisogna allora intendere quella delle due striscie dell'obbiettivo da cui partono i raggi luminosi che vengono lasciati passare dalle fenditure stesse: o, in altre parole, la distanza che avrebbero le fenditure, proiettandole dal fuoco sull'obbiettivo.

Abbiamo ancora supposto che le fenditure siano molto strette; ma è evidente che ciò in pratica riuscirebbe dannoso, giacchè, lasciando passare una debole quantità di luce,

lo strumento sarebbe applicabile soltanto alle stelle più brillanti. Fortunatamente HAMY [1] ed ANDERSON [2] hanno dimostrato che le due formole fondamentali dell' interferometro sono praticamente applicabili anche quando le fenditure stesse abbiano una notevole larghezza (p. es. un terzo od un quarto della loro distanza), ciò che permette di utilizzare una maggiore quantità di luce.

Premesso ciò è facile intendere la descrizione sommaria dello strumento [3] che passiamo ad esporre, riferendoci p. es. al tipo fatto costruire dal prof. M. MAGGINI per l' Osservatorio Astrofisico di Catania (cfr. fig. 75 e 76).

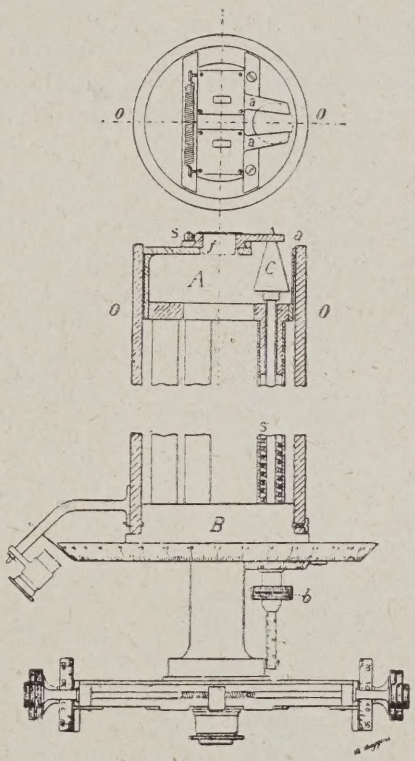


Fig 75.
Interferometro Maggini.
(Schema).

Un manicotto *OO* in bronzo, che può applicarsi al tubo porta-oculare del cannocchiale, porta una piastra *A* su cui scorrono due slitte portanti le fenditure. Per regolarne la distanza si ha una vite graduata *b* che ruotando fa avanzare un cono *C* che si insinua tra due appendici *aa* unite alle due fenditure, appendici che si mantengono aderenti alla superficie laterale del cono *C* mercè l' azione di una molla a spirale, che

---

(1) Cfr. « Bulletin Astronomique » de l' Obs de Paris, T. XVI.

(2) Cfr. « Astr. Journ. « Vol. LI.

(3) Per maggiori dettagli cfr. M. MAGGINI: *L' interferometro stellare del R. Osservatorio di Catania*, in « Contributi del R. Osservatorio Astrofisico di Catania » n. 4; 1922.

tende a ravvicinare le due slitte. Si comprende dunque che le due fenditure dovranno tanto più allontanarsi tra loro, quanto più facciamo avanzare il cono C manovrando la vite b. Infine tutto lo strumento è girevole intorno all'asse ottico del cannocchiale, ruotando nell'interno del tubo porta-oculare, ed un cerchio graduato permette di leggere l'angolo di rotazione come nei comuni micrometri di posizione, descritti nei trattati di Astronomia Generale.

Fig. 76.
Interferometro Maggini.

Il valore del passo della vite b può determinarsi, sia tarando lo strumento su stelle doppie già note, sia applicando allo strumento un micrometro, come ha fatto il Maggini, secondo lo schema riportato nella figura. A tale scopo egli collocava tra il micrometro e le slitte una lente convergente, in modo da avere nel piano del reticolo del micrometro l'immagine delle due fenditure, la cui distanza veniva allora misurata col filo mobile del micrometro stesso.

Ciò posto è chiaro che, con questo tipo di interferometro, la massima distanza b che può darsi alle due fenditure (supposte sempre proiettate sull'obbiettivo) è eguale al diametro D dell'obbiettivo stesso: onde *la minima distanza* d_m tra due stelle che l'interferometro permette di risolvere, sarà

$$d''_m = \frac{\lambda}{2D \sin 1''}. \tag{173}$$

Ora, poichè l'ottica insegna che un cannocchiale avente una lente di apertura D permette, al limite, di veder distinte

due stelle distanti di $1{,}22 \frac{\lambda}{D \sin 1''}$, è chiaro che con l'uso dell' interferometro, il potere risolvente del cannocchiale viene aumentato nel rapporto 2,44 : 1. Così con un equatoriale di 40 centimetri di apertura si possono, al limite, vedere distinte due

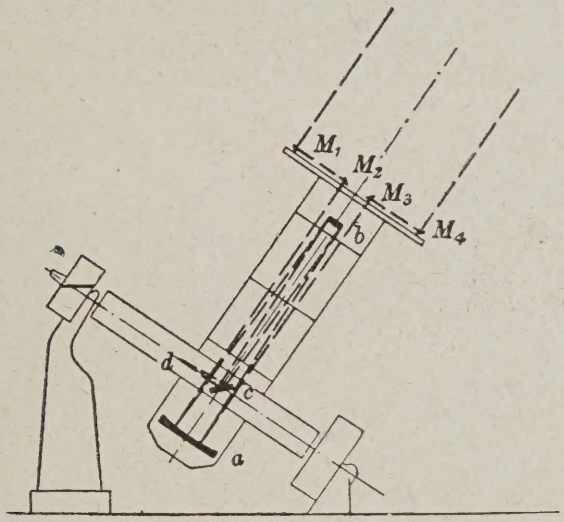


Fig. 77.
Schema dell' interferometro Michelson applicato al riflettore dell' Osservatorio di Mt. Wilson.

stelle distanti 0″,50, mentre applicandovi l' interferometro, si può riuscire a risolvere sistemi binari con distanza 0″,20.

Ma se la distanza delle due componenti è minore di d''_m $\left(\text{od anche se il diametro delle stelle da misurare è minore di } 1{,}22 \frac{\lambda}{D \sin 1''}\right)$, è evidente che anche l' interferometro sarà impotente ad eseguire la misura desiderata. In questo caso si ricorre ad un artificio già usato all' Osservatorio di Monte Wilson e che permette, per così dire, di aumentare artificialmente l' apertura del cannocchiale. Esso consiste [1] in

[1] Per maggiori dettagli cfr. *Measurement of the diameter of α Orionis* in « Astroph. Journ., LIII. In tal modo, nel 1925, il PEASE, operando

una lunga slitta di acciaio, ben rigida (in modo da impedire ogni flessione od oscillazione) che si pone trasversalmente sopra l' obbiettivo del cannocchiale o sopra la bocca del

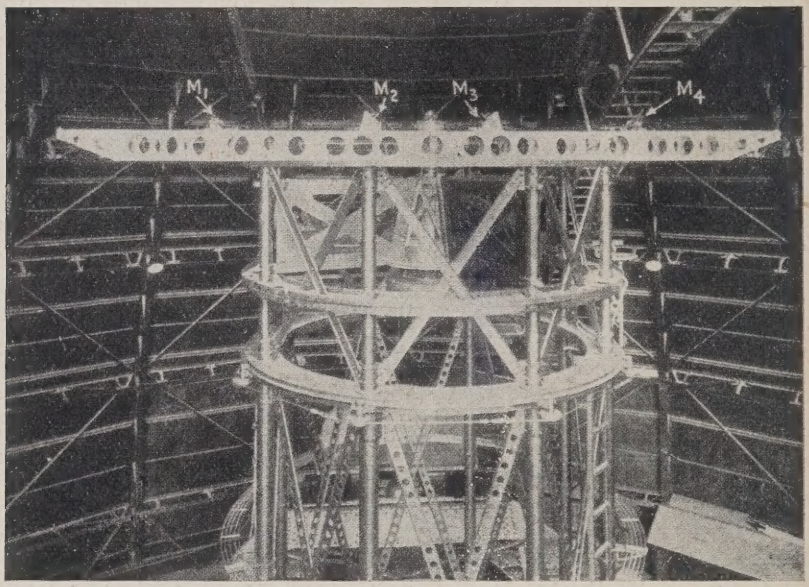


Fig. 78.
Interferometro di Michelson
applicato al riflettore dell' Osservatorio di Mt. Wilson.

telescopio riflettore. La slitta porta due carrelli M_1 ed M_4 scorrevoli in modo da mantenersi (fig. 77) in posizione simmetrica rispetto all' asse del cannocchiale, e muniti ciascuno di uno specchio a 45°, che riflette la luce stellare sopra altri due specchi M_2 ed M_3 i quali, a loro volta, la inviano verso l' obbiettivo. In tal modo il fenomeno ha luogo come

---

con l' interferometro di *venti piedi* dell' Osservatorio di Mt. Wilson riusciva a decomporre la componente più lucida della stella *Mizar* (cfr. n. 24), componente che E. Pickering aveva indicato come una doppia spettroscopica fin dal 1889. Analogamente l' Anderson e poi il Merrill hanno trovato il satellite di *Capella* ecc.

se le due fenditure fossero poste in M_1 ed M_4 e cioè a distanza maggiore dell' apertura dell' obbiettivo, ciò che rende questo interferometro più potente, sebbene più incomodo, del tipo precedente.

105. Uso dell' interferometro. Come abbiamo già detto, l' interferometro può essere usato, sia per la determinazione dei diametri angolari degli astri, sia per la misura dei sistemi binari molto riavvicinati. Il primo genere di osservazione non esige particolari spiegazioni, almeno supponendo che il disco da misurare sia circolare: basta infatti modificare la distanza delle due fenditure fino a che le frange scompaiono e calcolare quindi il diametro cercato applicando la seconda formola fondamentale (168).

Più difficile invece è l' osservazione dei sistemi binari, giacchè ora vi sono due incognite da determinare e cioè:

1ª *la distanza angolare* d'' tra le due stelle S ed S' che compongono il sistema;

2ª *l' angolo di posizione* p, e cioè l' angolo che la direzione SS' uscente dalla stella più luminosa S e diretta verso la meno luminosa S' forma col cerchio orario passante per S. [1]

A tale scopo immaginiamo anzitutto di fissare l' interferometro in una orientazione qualsiasi, p. es. in modo che la congiungente i centri delle due fenditure — o, ciò che è lo stesso, la normale alla loro comune direzione — abbia un angolo di posizione p_o e quindi modifichiamo la distanza tra le fenditure stesse, fino a raggiungere un valore δ per cui la visibilità delle frange sia ridotta al minimo, ricordando che le frange stesse possono scomparire soltanto quando le due stelle S ed S' abbiano uguale splendore.

---

[1] Per maggiori schiarimenti sopra l' uso dell' interferometro nelle osservazioni di stelle doppie, oltre alle indicate memorie del Maggini, cfr. anche P. Merrill « *Interferometer observations of double stars* » in Astroph. Journal, Vol. LVI.

Ciò posto, poiche SS' forma un angolo $p - p_0$ con la congiungente i centri delle fenditure, la proiezione della distanza SS' sulla congiungente stessa sarà uguale a $d'' \cos(p - p_0)$, onde la prima formula fondamentale (162) ci darà, ponendo per brevità $p - p_0 = \gamma$

$$d'' \cos \gamma = \frac{\lambda}{2\delta \sin 1''}. \tag{174}$$

Ma la proiezione di SS' sopra la congiungente i centri delle due fenditure si conserva inalterata (a parte il segno che non ha interesse per noi) quando γ assume i quattro valori:

$$\gamma \qquad \gamma \pm \pi \qquad -\gamma \qquad -\gamma \pm \pi$$

a cui corrispondono per p_0 i quattro valori:

$$p_0 = p - \gamma;\ p_0' = p - \gamma \mp \pi;\ p_0'' = p + \gamma; \tag{175}$$
$$p_0''' = p + \gamma \mp \pi.$$

Allora, dopo aver fissato l'interferometro in un angolo di posizione arbitrario p_0 e dopo aver trovato la distanza δ per cui le frange hanno la minima visibilità, ruotiamo l'interferometro intorno all'asse ottico del cannocchiale, conservando inalterata la distanza δ delle due fenditure. Ruotando verremo a trovare altre tre posizioni p_0', p_0'', p_0''' per cui la visibilità stessa risulta minima ed allora la (175) ci dà immediatamente l'angolo di posizione p che risulta uguale alla media aritmetica dei quattro valori p_0, p'_0, p''_0, p'''_0 aumentata o diminuita di $\pi/2$. Conosciuto p, si ha γ e quindi la (174) dà immediatamente la distanza d'' tra le due componenti S ed S' ed il problema resta risoluto. [1]

[1] L'angolo di posizione p rimane però determinato a meno di π e cioè resta incognito il *senso positivo* della congiungente la stella più luminosa con la stella meno luminosa.

Ma, volendo, possiamo ancora fare un passo innanzi proponendoci di ricercare la differenza delle grandezze visuali m ed m' delle due stelle S ed S'.

A tale scopo poniamo l' interferometro nell' angolo di posizione trovato p — in modo cioè che la congiungente SS' sia parallela alla congiungente i centri delle due fenditure — e modifichiamo la distanza tra le fenditure stesse, fino a quel valore b per cui la loro visibilità diviene minima. Secondo la (160) ciò si ha per $b = \frac{\lambda}{2d}$, donde risulta $\beta = \pi$ ciò che dà alle frange, per la (159), uno splendore s proporzionale ad $I - i$, essendo I ed i le intensità di S ed S'.

Ciò posto aumentiamo la distanza b tra le due fenditure, fino a portarla al valore $2b$, oppure avviciniamo le due fenditure tra loro, in modo che la loro distanza si annulli.

Allora β diverrà eguale a zero od a 2π e quindi, per la (159) lo splendore s' delle frange risulta proporzionale ad $I + i$.

Avremo dunque, indicando con k un coefficiente di proporzionalità

$$I - i = ks; \qquad I + i = ks' \tag{176}$$

donde:

$$\frac{I}{i} = \frac{s' + s}{s' - s} \tag{177}$$

e quindi per la formola di Pogson

$$m - m' = -2{,}5 \log \frac{s' + s}{s' - s}. \tag{178}$$

106. Lunghezza d' onda effettiva. Fin qui abbiamo supposto che si trattasse di luce monocromatica di lunghezza d' onda λ perfettamente conosciuta, mentre in realtà la luce stellare è policromatica onde sembrerebbe necessario di porre dinanzi all' oculare un *filtro di luce*, p. es. un vetro od una soluzione colorata.

Disgraziatamente questo metodo, che teoricamente è il migliore e concettualmente il più semplice, ha il difetto di

assorbire molta quantità di luce, onde la sua applicazione resta limitata. In pratica perciò si è girata la difficoltà adoperando per λ la « *lunghezza d'onda visuale effettiva* » cioè quella lunghezza d'onda dello spettro stellare, per cui, il prodotto dell'intensità radiante per il coefficiente di sensibilità dell'occhio assume il valore massimo (cfr. n. 69).

Come vedemmo, questa lunghezza d'onda visuale effettiva è in stretta relazione col *colore* della stella e può quindi dedursi con molta approssimazione dal semplice esame visuale dell'astro, o da un buon catalogo colorimetrico: p. es. dalla Potsdamer Photometrische Durchmusterung. In ogni modo il MAGGINI [1] ha voluto determinarla più esattamente, ricoprendo ciascuna delle due fenditure con una sottile lamina di vetro, una delle quali è fissa mentre l'altra può ricevere un'inclinazione variabile a piacere, ciò che equivale ad interporre sul cammino di uno dei due fasci di luce una lamina di spessore $\Delta\varepsilon$ eguale all'aumento di spessore prodotto dalla differente inclinazione. Allora, come insegna l'ottica fisica, il sistema si sposterà di N frange, essendo N dato dall'equazione:

$$N = \frac{n-1}{\lambda_{ef}} \Delta\varepsilon \tag{179}$$

dove n è l'indice di rifrazione del vetro adoperato. Osservando N e conoscendo n e $\Delta\varepsilon$, la (179) ci dà subito il valore di λ_{ef}.

Inutile aggiungere che se invece di osservare visualmente le frange, esse venissero fotografate, la (179) darebbe la *lunghezza d'onda fotografica effettiva*, cioè quella lunghezza d'onda dello spettro stellare per cui il prodotto dell'intensità radiante per il coefficiente di sensibilità della lastra fotografica assume il valore massimo. Ma tale lunghezza può determinarsi più facilmente col reticolo di diffrazione come già vedemmo (n. 69).

---

[1] Cfr. MAGGINI: *L'interferometro stellare del R. Osservatario di Catania*. « Contributi del R. Oss. Astrofisico di Catania » n. 4.

Per comodità del lettore, nella seguente tabella riportiamo le lunghezze d' onda effettive visuali e fotografiche, determinate dal MAGGINI [1] e dal LINDBLAD [2] per i diversi tipi spettrali delle stelle

Spettro	Eff. visuale	Eff. fotogr.
BO	5437	4080
AO	5467	4130
FO	5497	4200
GO	5527	4280
KO	5557	4330
MO	5587	4440.

Occorre però ricordare che, a cagione dell' assorbimento qualitativo operato dall' atmosfera (cfr. n. 73), il colore della stella e quindi la lunghezza d' onda effettiva, visuale e fotografica, varia un poco con l' altezza dell' astro sull' orizzonte. Senza entrare maggiormente in dettagli, consigliamo solo di osservare stelle molto alte sull' orizzonte e ricordiamo una volta per sempre che, usando l' interferometro, non si può aspirare ad una grande esattezza, giacchè la determinazione della posizione per cui le frange assumono la minima visibilità, non è evidentemente suscettibile di alta precisione.

107. Interferometro a reticolo. Il prof. V. RONCHI di Firenze ha recentemente ideato un nuovo tipo di interferometro stellare, consistente semplicemente in un reticolo rettilineo [3] o circolare [4] posto lungo il cammino dei raggi luminosi che escono dall' obbiettivo. Raccogliendo la luce emergente sopra un diaframma, avremo delle frange rettilinee o circolari concentriche, ed il prof. Ronchi mostra come sia possibile servirsene per le misure stellari.

---

(1) Cfr. MAGGINI, op. cit.

(2) Cfr. « Upsala Universitets Arskrift » 1920. Cfr. anche DYSON « *Determinations of effective wavelenghts* » Greenwich Observatory 1920-25.

(3) Cfr. V. RONCHI: *Un nuovo interferometro stellare.* « Rend. Lincei », giugno 1925.

(4) Cfr. RONCHI : *L' interferometro oculare.* Rend. Lincei, novemb. 1925.

È da augurarsi che anche questo nuovo tipo di interferometro venga introdotto nella pratica astronomica, giacchè è più semplice di quello Michelson ed ha il vantaggio di utilizzare tutta la luce proveniente dall' obbiettivo. Un primo saggio eseguito a Firenze [1] ha dato buoni risultati.

Termineremo osservando che, una volta determinato il diametro apparente Δ di una stella per mezzo dell' interferometro, l' equazione (146) ci dà T, onde *l' interferometro può servire alla ricerca delle temperature stellari.*

Si sono così avuti i seguenti risultati

	Δ''	T	Spettro
MIRA (o Ceti): mass. splendore	0″,056	2400	*M7e*
« « » : minimo	»	1700	»
RETELGEUSE (α Orionis)	0 ,047	3200	*M0*
ANTARES (α Scorpii).	0 ,040	3100	*M0*
RAS ALGH. (α Herculis)	0 ,030	2650	*M8*
ALDEBARAN (α Tauri).	0 ,020	3800	*K5*
ARTURO (α Bootis).	0 ,020	4300	*K0*

---

[1] Cfr. RONCHI: *Misure di stelle doppie con un interferometro a reticolo.* « Rend. Lincei », ottobre 1925.

CAPITOLO IV

Parallassi e moti propri.

108. Generalità sulle parallassi stellari. L'esame dei metodi impiegati per lo studio delle parallassi delle stelle può considerarsi come un capitolo in parte comune all'Astronomia Sferica ed all'Astronomia Stellare, onde passando ad indicarli ci tratterremo più brevemente su quei dettagli (riduzione delle lastre fotografiche ecc.) che maggiormente appartengono all'Astronomia Sferica.

Cominciamo intanto dal ricordare che si chiama *parallasse annua* π (o brevemente: parallasse) di una stella S, l'angolo sotto cui da S si vedrebbe il semiasse dell'orbita terrestre, supposto normale alla congiungente la stella S col Sole. Ricordiamo ancora dall'Astronomia Generale che, in virtù del moto della Terra intorno al Sole, ogni stella sembra ogni anno descrivere in cielo una ellisse, avente il semiasse maggiore orientato parallelamente all'eclittica e di lunghezza eguale a π, ed il semiasse minore in direzione normale all'eclittica ed uguale a $\pi \sin \beta$, dove β è la latitudine eclitticale della stella considerata. E precisamente, la stella si trova agli estremi dell'asse maggiore di questa ellisse quando la sua longitudine eclitticale l differisce di 90° o di 270° da quella del Sole.

Infine la stessa Astronomia Generale insegna [1] ancora che se π'' è la parallasse di una stella espressa in secondi di

---

[1] Ricordiamo che questa proposizione si fonda sopra la trigonometria la quale, a sua volta, fa uso implicitamente del *postulato di* EUCLIDE sopra le parallele, secondo il quale da un punto può condursi una, ed una sola, retta parallela ad una retta data.

arco, la sua distanza x è uguale a $\frac{1}{\pi''}$ parsecs e cioè a $\frac{3,3}{\pi''}$ anni di luce o a $\frac{31.10^{12}}{\pi''}$ chilometri; ed allora conoscendo il diametro angolare ω della stella stessa si può ottenere immediatamente il suo diametro lineare espresso in chilometri moltiplicando la distanza per sin ω, o, ciò che è lo stesso, per ω'' sin $1''$.

Tutto ciò mostra quanto interesse abbia la ricerca delle parallassi che costituisce uno dei problemi più importanti, e, purtroppo, anche più difficili dell'Astronomia Siderale.

Per giungere al risultato si sono immaginati parecchi metodi, che noi per maggiore chiarezza divideremo in tre classi, vale a dire:

1° *Metodi generali* e cioè:

a) *metodo trigonometrico*, che è il metodo classico e più sicuro, e che, con i sussidi tecnici moderni, può essere applicato fino a stelle distanti 100 parsecs;

b) *metodo spettroscopico* studiato da Hertzsprung e da Adams e che costituisce una delle più belle conquiste dell'Astronomia moderna, potendo essere applicato a stelle assai distanti.

2° *Metodi particolari*, applicabili solo in casi speciali e cioè:

a) *metodo del Boss*;

b) *metodo delle « masse »* detto anche *« metodo delle parallassi dinamiche »* per le stelle doppie risolvibili col micrometro o con l' interferometro;

c) *metodo del Belopolsky* per le stelle doppie spettroscopiche;

d) *metodo delle « Cefeidi »*.

Ammettendo una *« curvatura dello spazio »* il postulato di Euclide non è più valido e quindi la distanza di una stella non è più inversamente proporzionale alla sua parallassi. Ma, per ora, ci contentiamo soltanto di questo cenno, dovendo tornare sull'argomento nel terzo volume di questo Trattato.

3° *Metodi statistici* i quali danno la parallasse media di interi gruppi di stelle e sono fondati sul calcolo delle probabilità e sul movimento del sistema solare nello spazio.

Rimandando lo studio dei metodi statistici al terzo volume di questa opera, che sarà appunto dedicato al moto del Sole, all'Astronomia Statistica ed alla costituzione dell' Universo, passiamo ora in rivista i metodi delle due prime classi.

109. Metodo classico o trigonometrico. Cenni storici. Storicamente la prima stella di cui fu trovata la parallasse è la 61 Cygni, e la determinazione fu eseguita nel 1837-1838 da BESSEL, all' Osservatorio di Koenigsberg con un eliometro, ottenendo per risultato $\pi'' = 0'',310 \pm 0'',010$ valore che differisce pochissimo dal valore ora adottato $\pi'' = 0'',300$. L' eliometro — strumento oggi meno in uso che nel passato — è un cannocchiale equatoriale con la lente obbiettiva divisa in due metà che possono scorrere lungo il diametro comune, sotto l' azione di una vite micrometrica di precisione. Ogni metà dell' obbiettivo dà per suo conto un' immagine focale delle stelle che sono nel campo del cannocchiale, onde spostando opportunamente l' una metà dell' obbiettivo rispetto all' altra, si può porre in coincidenza la prima immagine di una stella S con la seconda immagine di un' altra stella S'. Allora la lettura della vite micrometrica fornisce la distanza angolare delle due stelle S ed S', supponendo che si sia ruotato l' obbiettivo in modo che lo spostamento reciproco delle due mezze lenti abbia luogo parallelamente alla congiungente SS'.

Ciò posto, per determinare la parallasse di una stella S per mezzo dell' eliometro, il metodo più semplice consiste nello scegliere due stelline s_1 ed s_2 possibilmente allineate con S lungo un parallelo all' eclittica e posta l' una da una parte e l' altra dall' altra parte di S. Se s_1 ed s_2 sono poco luminose, hanno un debole moto proprio ecc., in modo che possa razionalmente supporsi che la loro distanza sia grandissima e quindi la loro parallasse quasi nulla, è chiaro che noi vedremo durante l' anno S avvicinarsi ad s_1 allontanandosi da s_2 e viceversa, mentre la distanza $s_1 s_2$ resterà co-

stante. Misurando allora le variazioni delle distanze angolari s_1S ed s_2S ed impiegando i metodi dell'Astronomia Sferica, se ne deduce immediatamente la parallasse di S, o meglio la *differenza tra la parallasse di S* e *la parallasse media delle stelle di confronto:* si ha cioè una determinazione di « *parallasse relativa* ».

Naturalmente le misure riescono più agevoli per le stelle di alta declinazione, che possono essere osservate durante tutto il corso dell' anno.

Si comprende però che lo stesso metodo può essere adoperato servendosi di un equatoriale fornito di un buon micrometro di posizione per la determinazione delle distanze angolari; ed infatti, nel 1838, poco dopo i lavori di Bessel, STRUVE, a Dorpat, riuscì a determinare la parallasse di Wega (α Lyrae) trovandola uguale a $0'',125 \pm 0'',055$, risultato anche esso poco differente da quello oggi adottato ($\pi'' = 0'',114$).

L' eliometro presenta però il vantaggio, di poter ricoprire metà dell' obbiettivo con un sottile schermo di garza, onde rendere lo splendore della stella S eguale a quello delle stelle di confronto, ciè che diminuisce le cause di errori. Ma in ogni modo, sia con l' eliometro che con l' equatoriale, si aveva sempre una parallassi differenziale, onde, nel 1839 Henderson, all' Osservatorio del Capo di Buona Speranza, si propose di determinare la parallasse assoluta di α Centauri, misurando il suo spostamento in ascensione e declinazione col cerchio meridiano. Il risultato però fu meno felice, ed Henderson ebbe $\pi'' = 1'',16 \pm 0'',11$ valore notevolmente maggiore del vero, che è $\pi'' = 0'',76$; diciamo di passaggio che questa è una delle stelle più vicine, distando da noi $1/0.76 = 1,3$ parsecs $= 4,3$ anni di luce.

La minore esattezza del risultato di Henderson dipende evidentemente dalla grande difficoltà delle osservazioni assolute di ascensione e declinazione, le quali — come insegna l'Astronomia Generale — possono essere viziate da numerosissime cause di errori (imperfetta conoscenza e variazione annua della rifrazione, variazioni annue dello strumento, imperfetta conoscenza della costante di aberrazione, ecc.). Invece nelle osservazioni strettamente differenziali con l' elio-

metro e con l'equatoriale, tali cause di errore si eliminano in gran parte automaticamente, giacchè esse hanno uguale valore per stelle molto vicine, e scompaiono quindi nelle differenze.

In conseguenza, dopo questi tre primi lavori che segnarono un vero progresso nella storia della scienza, gli astronomi si giovarono sopra tutto dell'eliometro e dell'equatoriale fornito di micrometro per la ricerca di nuove parallassi; sebbene anche il cerchio meridiano abbia reso utili servigi, sopra tutto eseguendo osservazioni differenziali in ascensione retta ed in declinazione [1]. In particolare, lo strumento dei passaggi — munito di micrometro impersonale e di cronografo stampante — può adoperarsi con vantaggio per ricercare *la somma* $\pi'' + \pi_1''$ *delle parallassi* di due stelle le cui ascensioni rette differiscano di 180°, giacchè, a cagione dello spostamento parallattico, mentre l'ascensione retta di una di esse aumenta, quella dell'altra diminuisce, ed in conseguenza l'intervallo di tempo che separa il loro passaggio al meridiano, viene aumentato o diminuito proporzionalmente alla somma delle due variazioni.

Inoltre lo strumento dei passaggi può essere impiegato alla determinazione della parallasse di stelle di grande declinazione, giacchè in tal caso, come si sa, un piccolo spostamento Δk lungo il parallelo produce una notevole variazione $\Delta\alpha$ in ascensione. Si ha infatti dall'Astronomia Sferica $\Delta\alpha = \Delta k \sec \delta$ dove ora $\sec \delta$ è molto grande, essendo la declinazione δ prossima a 90°.

In pratica però i metodi di determinazione *visuale* delle parallassi trigonometriche possono oggi considerarsi come aventi interesse prevalentemente storico, giacchè il metodo *fotografico*, di cui passiamo ora a parlare, presenta notevolissimi vantaggi, sia dal lato della precisione che da quello della rapidità.

---

[1] Per maggiori dettagli sopra le parallassi eseguite al meridiano cfr. gli « Atti dell'Osservatorio di Heidelberg ». Cfr. anche G. Abetti « Atti Soc. Italiana Progress oScienze », Vol. VI e S. Flint: *Results for stellar parallaxes from meridian transits* in « Astronomical Journal » 470 e 631.

110. Uso della fotografia per la determinazione delle parallassi trigonometriche. Nel 1889 si conosceva appena una trentina di parallassi stellari quando PRITCHARD, a Oxford, applicò la fotografia ad una nuova determinazione della parallasse della 61 Cygni.

Concettualmente il metodo è estremamente semplice. Quando la stella *S* di cui dobbiamo determinare la parallasse ha una longitudine differente di 90° o di 270° da quella del Sole — cioè quando essa si trova all' estremo dell' asse maggiore della propria ellisse parallattica — si esegue una fotografia che comprende la *S* con alcune stelline vicine, destinate a servire come punti di confronto. Sei mesi dopo — quando cioè la stella è all' estremo opposto della sua ellisse parallattica — si esegue una nuova fotografia della stessa regione del cielo, comprendendo la *S* con le medesime stelline. Infine, ad altri sei mesi di distanza, quando cioè la stella *S*, astrazione fatta dal suo moto proprio, è tornata nella sua primitiva posizione, si fa una nuova fotografia di controllo. Si confrontano poi le varie lastre, e dell' esame dello spostamento che *S* subisce annualmente rispetto alle stelle vicine si deduce la sua parallasse relativa e cioè la differenza tra la parallasse di *S* e la parallasse media delle stelle vicine che hanno servito di riferimento.

Ed anzi, poichè per stella *S* possiamo scegliere una qualunque delle stelle contenute nelle lastre, vediamo che, in realtà, dal confronto si deduce la parallasse relativa di ogni stella del *clichè* rispetto alla parallasse media di tutte le altre stelle che vi sono contenute.

KAPTEYN, nel 1889, propose che tutti gli Osservatori Astronomici che si occupano della ricerca delle parallassi stellari, uniformassero il metodo secondo lo schema seguente:

a) all' epoca del massimo spostamento parallattico si fanno sopra la medesima lastra tre fotografie della stessa regione del cielo, spostando lievemente la lastra tra una posa e l' altra, per evitare sovrapposizioni delle immagini. Si conserva quindi la lastra senza svilupparla;

b) sei mesi dopo, sulla stessa lastra, si fanno sei fotografie della stessa regione e si conserva ancora senza svilupparla;

c) ad altri sei mesi di distanza si prendono ancora tre fotografie sulla medesima lastra che, subito dopo, viene sviluppata e misurata.

Teoricamente questo schema appare ottimo, ma, in pratica, vi è il timore che la lastra si deteriori rimanendo impressionata e non sviluppata per lo spazio di un anno, onde alcuni astronomi preferiscono oggi di servirsi di lastre diverse, sviluppandole subito dopo eseguita la fotografia.

Premessi questi cenni generali, entriamo un poco nei dettagli del metodo.

Anzitutto è preferibile adoperare telescopi di *grande distanza focale*, per avere sulla lastra una scala piuttosto ampia. A tale scopo ricordiamo che due stelle distanti in cielo di un angolo α sufficientemente piccolo danno sulla lastra fotografica, posta nel piano focale, due immagini distanti di $f \operatorname{tg} \alpha$. Così, p. es., se un telescopio ha una distanza focale f di metri 3,43 — come s' usa d' ordinario per il catalogo fotografico — ad ogni minuto d' arco nel cielo corrisponderà sulla lastra una lunghezza di un millimetro: se la distanza focale è doppia, ad ogni minuto primo corrisponderà una lunghezza di due millimetri e così di seguito. Si comprende quindi che, adottando strumenti di grande distanza focale, sarà possibile determinare con maggiore esattezza la posizione relativa della stella di parallasse S rispetto alle stelline di confronto.

Inoltre occorre osservare che, mentre la stella S di cui si cerca la parallasse viene naturalmente scelta tra le più vicine ed è quindi, in generale, piuttosto luminosa, le stelle di confronto debbono essere possibilmente assai più lontane e sono perciò molto meno splendenti. Prolungando allora la durata di esposizione per un intervallo di tempo sufficiente a fotografare queste ultime, la stella S risulterebbe sovraesposta e verrebbe ad imprimersi come un disco irregolare, di cui sarebbe difficile determinare esattamente il centro. SCHLESINGER ha immaginato quindi di ridurne artificialmente lo splendore per mezzo di un piccolo settore opaco che si fa ruotare rapidamente, per opera di un motorino elettrico, in modo da intercettare una parte dei raggi luminosi.

Infine, poichè l'indice di rifrazione dell'atmosfera è maggiore per la luce violetta che per la rossa, è chiaro che se la stella di cui si cerca la parallasse e le stelle di confronto non hanno la medesima lunghezza d'onda effettiva, le loro reciproche distanze possono venire alterate secondo la loro altezza sull'orizzonte [1]. Per rendere quindi più facilmente confrontabili tra loro le fotografie di uno stesso Osservatorio, si è convenuto di eseguirle soltanto quando la stella che si studia si trova nelle vicinanze del meridiano.

Ma, nonostante tali precauzioni, rimangono ancora dei piccoli errori che non è possibile eliminare e tra essi merita particolare attenzione quello dovuto alla flessione dell'obbiettivo, sotto il suo proprio peso; errore che spesso dà alle fotografie stellari l'immagine di un piccolo triangolo, quando la lente obbiettiva è sostenuta in tre punti.

111. Riduzione delle lastre fotografiche e calcolo della parallasse. Supponiamo dunque di avere una lastra fotografica L portante l'immagine della stella di parallasse S e di un certo numero di stelline di confronto [2], tra le quali, come spesso si usa per brevità, ne prenderemo in considerazione soltanto quattro $s_1 s_2 s_3 s_4$ [3].

Come è noto, sulle lastre destinate alla fotografia celeste, viene antecedentemente impresso un reticolato quadrangolare destinato a facilitare le misure e la lastra si pone nel piano focale del cannocchiale, in modo che l'asse delle ascisse venga presso a poco a coincidere con un parallelo della volta celeste e quindi l'asse delle ordinate con un cerchio orario. Poi, con gli stessi procedimenti di cui si

---

(1) Cfr. RAMBAUT: *Monthly Notices* LV e F. SLOCUM: *Effects of atmospheric dispersion upon determination of stellar parallaxes* in « Astroph. Journ. », LIX.

(2) In generale, per maggiore esattezza, su ogni lastra si fanno tre pose.

(3) Per maggiori dettagli cfr. SCHLESINGER: *Photographic determinations of stellar parallaxes made with the 40 inch refractor of the Yerkes Observatory*, « Astroph. Journ. », vol. XXXIV.

serve l'Astronomia Generale, cioè con l'uso del *macromicrometro*, misuriamo le coordinate e siano X ed Y quelle della stella S ed $X_1 Y_1$, $X_2 Y_2$, $X_3 Y_3$, $X_4 Y_4$ quelle delle altre quattro stelline $s_1 s_2 s_3 s_4$, prendendo per ora un'origine qualsiasi. In conseguenza le coordinate α e β del baricentro di $s_1 s_2 s_3 s_4$ saranno:

$$(180) \quad \alpha = \frac{X_1 + X_2 + X_3 + X_4}{4}, \quad \beta = \frac{Y_1 + Y_2 + Y_3 + Y_4}{4}$$

onde, scegliendo come origine delle misure il baricentro stesso, anzichè un punto arbitrario, avremo per le nuove coordinate della stella S:

$$(181) \qquad \xi = X - \alpha, \quad \eta = Y - \beta$$

e per quelle delle stelle di riferimento:

$$(182) \quad x_1 = X_2 - \alpha; \; x_2 = X_2 - \alpha; \; x_3 = X_3 - \alpha; \; x_4 = X_4 - \alpha$$

$$(183) \quad y_1 = Y'_2 - \beta; \; y_2 = Y - \beta; \; y_3 = Y_3 - \beta; \; y_4 = Y_4 - \beta.$$

Come verifica numerica, vediamo facilmente che le x_i hanno per somma zero ed ugualmente le y_i.

Immaginiamo ora di avere una seconda lastra fotografica L' eseguita, per es., sei mesi dopo e siano $\xi'\eta'$ le coordinate di S in L' e $x_1' y_1'$, $x_2' y_2'$ ecc. quelle delle stelle $s_1 s_2$ ecc. riferite sempre al baricentro di $s_1 s_2 s_3 s_4$. Ciò posto, poichè, sia la distanza focale, sia l'orientazione in cui è stata posta la lastra L' quando è stata presa la fotografia, possono essere lievemente differenti da quelle relative alla lastra L, occorre anzitutto tener conto di queste differenze, per non confondere uno spostamento parallattico con uno spostamento apparente [1]. A tale scopo, considerando soltanto le ascisse, ricordiamo che per le due cause accennate la x_i' si cambia in un binomio della forma $ax_i' + by'_i$

---

[1] Per maggiori dettagli cfr. SCHLESINGER: *Photograpic determinations of stellar Parallax*, « Astr. Journ. » XXXII e XXXIII.

dove a si chiama la *costante di scala* e b la *costante di direzione* [1]. E poichè anche i piccoli spostamenti dovuti a differenze di aberrazione, di nutazione, ecc. possono essere messi sotto forma lineare e poichè si suppone che le stelle $s_1 s_2 s_3 s_4$ abbiano parallasse trascurabile, ne segue che applicando questa correzione alle loro coordinate prese sulla lastra L' esse debbono divenire eguali a quelle della lastra L, a meno degli errori di osservazione.

Avremo dunque:

$$(184) \qquad \begin{cases} x_1 = ax_1' + by_1' \\ x_2 = ax_2' + by_2' \\ x_3 = ax_3' + by_3' \\ x_4 = ax_4' + by_4' . \end{cases}$$

Risolvendo queste equazioni col metodo dei minimi quadrati si ottengono le due costanti incognite a e b e quindi indicando con ξ_c' il valore corretto dell'ascissa ξ' della stella S nella lastra L', avremo:

$$(185) \qquad \xi_c' = a\xi' + b\eta .$$

Fatti i calcoli, che si eseguono con le note regole del metodo dei minimi quadrati e non presentano nessuna difficoltà, si ha come risultato finale:

$$186) \qquad \xi_c' = K_1'x_1 + K_2'x_2 + K_3'x_3 + K_4'x_4$$

---

[1] Si sa infatti dalla Geometria Analitica che, scelta una coppia di assi ortogonali e facendola ruotare di un certo angolo φ intorno all'origine, la nuova ascissa x^* è legata alle antiche coordinate dalla formula:

$$x^* = x \cos \varphi - y \operatorname{sen} \varphi .$$

Se la scala diviene k volte più piccola, occorre moltiplicare per k ed allora, posto $k \cos \varphi = a$ e $-k \operatorname{sen} \varphi = b$, si ha:

$$x^* = ax + by .$$

Ne segue che, se non vi è cambiamento di scala e di direzione, si ha $a = 1$ e $b = 0$.

essendo:

$$(187)\qquad \begin{cases} K_1' = A'x_1' + B'y_1' \\ K_2' = A'x_2' + B'y_2' \\ K_3' = A'x_3' + B'y_3' \\ K_4' = A'x_4' + B'y_4' \end{cases}$$

in cui si ha:

$$(188)\qquad A' = \frac{\xi'\Sigma y_i'^2 - \eta'\Sigma x_i' y_i'}{C'}$$

$$(189)\qquad B' = \frac{\eta'\Sigma x_i'^2 - \xi'\Sigma x_i' y_i'}{C'}$$

$$(190)\qquad C' = (\Sigma x_i'^2)(\Sigma y_i'^2) - (\Sigma x_i' y_i')^2$$

dove le sommatorie sono estese alle quattro stelle di confronto [1] e cioè da $i = 1$ ad $i = 4$.

Misurata dunque la lastra L', si calcolano facilmente $A'B'C'$ e quindi le K' ed allora la (185) dà il valore corretto ξ_c'. Si osserverà in proposito che le K' dipendono soltanto dalle misure fatte sulla lastra L' e che esse hanno per somma zero, ciò che serve a verificare i calcoli.

Una volta trovato il valore corretto ξ_c' della ascissa della stella S nella lastra L', è chiaro che essendo sempre l'origine nel baricentro delle stelle di riferimento $s_1 s_2 s_3 s_4$, la ξ_c' potrà differire dalla ξ soltanto per gli spostamenti dovuti al moto proprio ed alla parallasse in ascensione della stella S. Avremo quindi:

$$(191)\qquad \xi_c' - \xi = \mu_\alpha(t' - t) + \pi(P' - P)$$

---

[1] Infatti, risolvendo le (184) col metodo dei minimi quadrati si ha:

$$a = \frac{(\Sigma x_i x_i')(\Sigma y_i'^2) - (\Sigma x_i y_i')(\Sigma x_i' y_i')}{C'}; \quad b = \frac{(\Sigma x_i y_i')(\Sigma x_i'^2) - (\Sigma x_i x_i')(\Sigma x_i' y_i')}{C'}$$

essendo C' dato dalla (190) del testo. Introducendo questi valori di a e di b nella (185) del testo ed ordinando rispetto ad $x_1\, x_2\, x_3\, x_4$, l'ascissa corretta ζ_c' assume la forma (186) dove le K' sono date dalla (187).

dove t e t' sono i tempi in cui furono prese le due fotografie L ed L', e μ_α, P, P' indicano il moto proprio della S ed i suoi fattori parallattici in ascensione [1].

Analogamente, una terza fotografia della medesima regione del cielo, eseguita al tempo t'' darà l'equazione:

$$\xi_c'' - \xi = \mu_\alpha(t'' - t) + \pi(P'' - P) \tag{192}$$

ed allora dalla (191) e (192) e da altre equazioni analoghe ottenute con le rimanenti lastre, L''' ecc. si possono ricavare μ_α e π; o meglio — essendo in generale μ_α già noto — si ricava la parallasse π col metodo dei minimi quadrati. Similmente si trattano le misure in declinazione, date dalle ordinate Y, Y_1, Y_2 ecc.

Naturalmente, se le ascisse ξ, x_1, x_2 ecc. sono misurate p. es. in millimetri, anche (191) e (192) danno la parallasse π in millimetri, quale cioè appare sulla lastra fotografica, e da questo valore si ricava π'' in secondi d'arco con l'equazione $\pi = f \operatorname{tg} \pi''$. Aggiungendo poi a π'' il valore presumibile della parallasse media delle stelle di riferimento (in generale estremamente piccola), si passa dalla parallasse differenziale a quella assoluta.

Un gran numero di Osservatori Astronomici, tra cui quelli americani di Allegheny, di Yerkes, di Mc. Cormick, quello inglese di Greenwich, quello del Capo di Buona Speranza ecc., si sono dedicati per questa via alla ricerca delle parallassi trigonometriche, onde le parallassi ormai note superano oggi il migliaio e vanno rapidamente crescendo. Il solo Osservatorio di Allegheny dà circa 150 parallassi all'anno.

---

[1] Ricordiamo che si ha dall'Astronomia Sferica:

$$P = R \{ \sin(A - \alpha) - 2 \sin^2 \frac{1}{2} \varepsilon \sin A \cos \alpha \}$$

dove R è il raggio dell'orbita terrestre (variabile tra 1,017 e 0,983), A l'ascensione retta del Sole, α quella della stella S ed ε l'obliquità dell'eclittica. Il calcolo di P è poi facilitato dalle tabelle costruite dallo Schlesinger (Cfr. « Atti dell'Osservatorio di Allegheny »).

Terminando, notiamo che spesso l'errore probabile delle misure è inferiore al centesimo di secondo di arco, ciò che rende attendibile il metodo fotografico per stelle la cui distanza sia inferiore a cento parsecs.

112. Parallassi spettroscopiche. La (4) che lega la grandezza assoluta M con la grandezza apparente m, ci dà misurando π in secondi di arco:

$$\log \pi'' = \frac{M - m}{5} - 1 \tag{193}$$

donde rileviamo che conoscendo M ed m ne risulta immediatamente π''. Ne segue che, potendosi facilmente misurare la grandezza apparente m, la parallasse risulta conosciuta se si riesce a calcolare M [1].

A tale scopo, Adams e Kohlschütter [2] hanno proposto un metodo empirico che però risulta confermato dalle applicazioni a stelle la cui parallasse può essere determinata col metodo trigonometrico. Inoltre questo metodo, benchè scoperto empiricamente, ammette una spiegazione teorica che lo rende più accettabile e che passiamo ora ad esporre in poche parole.

Come meglio vedremo nel vol. II di questo Trattato, la *grandezza assoluta M di una stella è funzione della sua massa* μ, onde possiamo scrivere:

$$M = M(\mu) \tag{194}$$

Inoltre la pressione p sulla fotosfera stellare dipende dalla gravità in superficie e quindi dalla massa stellare μ e dal raggio r dell'astro; vale a dire si ha:

$$p = p(\mu, r) \tag{195}$$

---

[1] Così, p. es., se fosse $M = m$ si avrebbe dalla (193) $\log \pi'' = -1$ e quindi $\pi'' = 0'',1$ come del resto risulta dalla stessa definizione di grandezza assoluta.

[2] Cfr. « Astr. Journ. » vol. XLVI.

Infine la grandezza assoluta M, e cioè la misura dello splendore di un astro supposto alla distanza fissa di dieci parsecs da noi, è anche essa funzione del raggio r dell'astro e della sua temperatura T, onde si ha:

$$M = M(r, T) \tag{196}$$

Se immaginiamo allora di eliminare μ ed r tra le tre equazioni 194-195-196 arriveremo ad equazione della forma:

$$M = F(p, T) \tag{197}$$

che ci dice che *la grandezza assoluta di un astro dipende dalla temperatura e dalla pressione fotosferica*,

Ma, come abbiamo già visto, l'esame del comportamento delle righe spettrali, e specialmente della loro intensità relativa (n. 99), determina la pressione e la temperatura fotosferica: esso quindi può servire a farci conoscere la grandezza assoluta di un astro.

Il ragionamento teorico conferma dunque il risultato pratico enunciato da Adams e da Kohlschütter, secondo il quale « *negli spettri stellari si possono individuare delle righe la cui intensità relativa indica la grandezza assoluta della stella* [1].

L'esempio più semplice è dato dal confronto di α Tauri (Aldebaran) con la 61_1 Cygni [2], le quali appartengono ambedue allo stesso tipo spettrale ($K5$ e $K8$), hanno per parallasse rispettivamente 0″,07 e 0″,30 e sono di grandezza 1,06 e 5,57.

Con la (4) possiamo ora calcolarne le grandezze assolute, ottenendo per α Tauri $M = 0{,}4$ e per la 61_1 Cygni $M = 8$, donde risulta che α Tauri è intrinsecamente $2{,}512^{7,6}$ cioè 1100 volte più luminosa della 61_1 Cygni. Ciò posto, se con-

---

[1] Adams e Kohlschütter, loc. cit. Cfr. anche: *Some spectral criteria for the determination of absolute stellar magnitude* in « Astroph. Journ. », T. XL.

[2] Cioè la prima delle due componenti che formano la doppia 61 Cygni.

sideriamo la differenza tra l'intensità della riga $\lambda = 4454$ *Ca* dovuta al calcio neutro e l'intensità della riga $\lambda = 4215$ *Sr* + dovuta allo stronzio ionizzato, vediamo che essa è negativa in Aldebaran ed è positiva per la 61 Cygni, cioè aumenta con la grandezza assoluta della stella.

In linea di massima, la Commissione degli spettri stellari presentò le seguenti deduzioni al Congresso Internazionale Astronomico di Roma [1]:

1° *Stelle di debole splendore assoluto.* Sono caratterizzate dalla forza delle righe del calcio e del titanio $\lambda = 4435$ *Ca*, $\lambda = 4454$ *Ca* e $\lambda = 4535$ *Ti* e dalla debolezza delle righe dovute agli elementi ionizzati (enhanced lines).

Più particolarmente nel tipo spettrale *F* sono deboli le righe dello stronzio ionizzato 4077 *Sr* +, 4215 *Sr* + e quella del titanio ionizzato 4290 *Ti* +, mentre nel tipo *M* la riga 4607 *Sr* è relativamente forte e sono deboli le righe idrogeniche $H\gamma$ ed $H\delta$.

Si tratta in generale di stelle *nane* [2], ciò che può essere indicato premettendo la lettera *d* (dwarf = nano) all'indicazione del loro tipo spettrale: p. es. lo spettro di Procione (α Canis Minoris) è *dF*5 [3], quello del Sole *dG*0, quello della 61_1 Cygni *dK*8, ecc.

2° *Stelle di grande splendore assoluto.* Sono in genere caratterizzate dalla intensità delle righe dovute agli elementi ionizzati ed all'idrogeno. Deboli invece sono le righe del calcio $\lambda = 4435$ *Ca* e $\lambda = 4454$ *Ca*. Inoltre nei tipi spet-

---

[1] Cfr. *Transactions of the Internactional Astronomical Union*, Vol. I, (1922), p. 98.

[2] Sopra le stelle giganti e nane dovremo ampiamente occuparci nel secondo volume. Per ora diciamo solo che le stelle nane hanno piccolo volume e densità relativamente grande, mentre l'opposto avviene per le stelle giganti.

[3] Vedremo nel secondo volume che (prescindendo dai tipi spettrali *Q*, *P*, *O* relativi alle stelle nuove, alle nebulose planetarie, e alle stelle di Wolf) gli altri tipi si susseguono nell'ordine *B*, *A*, *F*, *G*, *K*, *M* ecc. Inoltre abbiamo già detto che l'intervallo tra un tipo e l'altro si divide in dieci parti: così, p. es., da *B* si passa ad *A* mediante i sottotipi susseguentisi: *B*0, *B*1, *B*2, *B*3, *B*4, *B*5, *B*6, *B*7, *B*8, *B*9, *A*0, ecc.

trali *G*, *K*, *M* sono forti le righe dello stronzio ionizzato, $\lambda = 4077\ Sr +$ e $\lambda = 4215\ Sr +$ e, nel tipo *M*, è forte anche la $\lambda = 4290\ Ti +$ oltre alle due sopra accennate.

Si tratta in generale di stelle *giganti*, ciò che può indicarsi premettendo la lettera *g* (giant = gigante) all' indicazione del loro tipo spettrale: p. es., lo spettro di Arturo è *gK*0, quello di Aldebaran è *gK*5, ecc.

3° *Stelle di altissimo splendore assoluto.* Sono caratterizzate da righe spettrali in generale strette e ben definite e dalla intensità straordinaria delle righe di ionizzazione. Così pure la riga del calcio $\lambda = 4277\ Ca$ è estremamente debole in confronto con quella, dell' idrogeno $H\gamma$ o con quella dello stronzio ionizzato $\lambda = 4215\ Sr +$.

Si tratta di stelle giganti, il cui spettro presenta una qualche affinità con quello delle Cefeidi, ciò che si indica col prefisso *c*; p. es. lo spettro di Canopo è *cF*0, ecc.

Ma esaminiamo più particolarmente le stelle dei vari tipi spettrali.

Per le stelle bianche o bianco-azzurrognole (classe 1ª del Secchi), corrispondenti ai moderni tipi spettrali *B* ed *A*, si sa che è molto piccola la dispersione in grandezza assoluta degli astri appartenenti ai vari sottotipi. In altre parole, le stelle di ogni sottotipo hanno presso a poco la stessa grandezza assoluta *M*, onde basterà eseguire la classificazione spettrale per ricavare immediatamente il valore di *M*.

Nella seguente tabella, dovuta ad Adams e Joy [1] diamo le grandezze assolute *M* in relazione al tipo spettrale, tenendo distinto il caso in cui le righe si presentano ben definite, da quello in cui appariscono nebulose.

---

[1] Cfr. *A spectroscopic method of deriving the parallaxes of the* B *type stars* in « Astroph. Journ. », Vol. LVII, 1923 e così pure *A method determining the absolute magnitude of* A *type, stars and the parallaxes of 544 stars* in « Astroph. Journal », Vol LVI. Altre tabelle più estese si possono trovare nelle *Pubblicaz. del R. Oss. Astrofisico di Arcetri*, fasc. 41. Avvertiamo però che il LINDBLAD ha esposto alcune obbiezioni in una *Note on the spectroscopic parallaxes* pubbl. in « Astroph. Journ », Vol. LIX.

Tipo Spettrale	Righe diffuse	Righe nette
*B*0	— 3,1	— 3,1
*B*1	— 2,4	— 2,6
*B*2	— 1,5	— 2,0
*B*3	— 0,9	— 1,5
*B*4	— 0,6	— 1,2
*B*5	— 0,5	— 1,1
*B*6	— 0,3	— 0,9
*B*7	— 0,1	— 0,8
*B*8	+ 0,1	— 0,6
*B*9	+ 0,5	— 0,2
*A*0	+ 0,9	+ 0,2
*A*1	+ 1,3	+ 0,6
*A*2	+ 1,7	+ 0,9

Come ben si vede dalla tabella, a parità di condizioni, la prevalenza di righe sottili e ben definite nello spettro indica una maggiore luminosità assoluta nell' astro. Ed infatti, come già sappiamo, la sottigliezza e la buona definizione delle righe spettrali lasciano presumere una debole pressione dei gas assorbenti e quindi una debole densità media dell' astro, ciò che è uno dei caratteri distintivi delle stelle giganti di grande luminosità [1].

Aggiungiamo che analoghe considerazioni possono farsi per le stelle dei primi sottotipi del tipo *F*, come risulta dalla seguente tabella [2]:

Righe in parte definite	Grandezza assoluta
*F*0*sn*	+ 2,1
*F*1*sn*	2,2
*F*2*sn*	2,3
*F*3*sn*	2,3

[1] Cfr. H. Seares: *The Masses and Densities of the Stars.* « Contr. Mt. Wilson », n. 226. Cfr. Anche P. Gerasimovic: *On the spectroscopic absolute magnitude effect*, in « Harvard College Observ., circular 311 » e H. Menzel: *A study of line intensities in Stellar spectra*. (Op. cit. cir. 258).

[2] La finale *n* indica righe diffuse (nebulous), la finale *s* righe nette (sharp).

Righe diffuse	Grandezza assoluta
F0n	+ 2,5
F1n	2,6
F2n	2,6
F3n	2,7.

In tal modo la ricerca delle parallassi spettroscopiche per le stelle ora nominate viene collegata con la determinazione del loro tipo e sottotipo spettrale, cosa di cui dovremo occuparci nel secondo volume di questo Trattato.

Per le stelle dei tipi spettrali più avanzati, da *F*5 ad *M* si adopera invece il metodo generale di Adams, ricercando la differenza d' intensità di varie coppie di righe spettrali, con l' esame visuale o meglio col microfotometro.

Così Adams, Joy e Miss Burwell [1] hanno studiato la differenza di intensità delle coppie di righe

1°	$\lambda = 4077$ *Sr* +,	$\lambda = 4072$ *Fe*
2°	$\lambda = 4290$ *Ti* +,	$\lambda = 4271$ *Fe*
3°	$\lambda = 4215$ *Sr* +,	$\lambda = 4250$ *Fe*
4°	$\lambda = 4454$ *Ca* ,	$\lambda = 4461$ *Fe*
5°	$\lambda = 4454$ *Ca* ,	$\lambda = 4494$ *Fe*

ottenendo i seguenti valori della grandezza assoluta dell' astro in relazione al rapporto dell' intensità delle coppie stesse espresso in grandezze stellari:

---

[1] Cfr. *The parallaxes of 1646 stars derived by the spectroscopic method* in « Astroph. Journ. », Vol. LIII.

Assai importante è pure il *Criterio del Cianogeno* studiato specialmente dal Lindblad e consistente nel cercare la grandezza assoluta *M* dell' astro servendosi dell' intensità relativa (dedotta p. es. dal rapporto dei tempi di esposizione necessari per avere immagini fotografiche della stessa intensità) delle due bande del cianogeno comprese la prima tra $\lambda = 4144$ e $\lambda = 4184$ e la seconda tra $\lambda = 4227$ e $\lambda = 4272$. Cfr. B. Lindblad: *Spectr. method for determining stellar luminosity* in « Astrop. T. LV » e: *On the absolute magnitudes and parallaxes of bright stars* in « Medd. Astr. Observ. Upsala, 28 ».

4077 / 4072	F0	F8
3,0	— 0,5	— 0,3
2,0	1,1	1,5
0,0	2,3	2,4
— 1,0	3,8	3,3
— 2,0	4,3	5,0
—	—	—

4290 / 4272	F0	F8
2,0	0,5	0,3
1,0	2,0	1,6
0,0	2,9	2,5
— 1,0	4,1	3,7
— 2,0	4,3	4,7
— 3,0	—	5,0

4215 / 4250	F8	G4	K0	K4	K8	M
5,0	— 2,9	— 2,4	— 1,7	— 0,6	— 2,9	—
4,0	— 1,4	— 0,8	+ 0,4	— 0,2	— 1,6	—
3,0	+ 0,1	+ 0,6	2,7	+ 0,3	— 0,4	—
2,0	1,7	2,0	3,7	1,2	+ 0,5	—
1,0	3,2	3,8	4,4	6,0	—	—
0.0	4,8	5,1	5,2	6,5	7,2	—
— 1,0	6,4	6,1	6,1	7,2	8,2	9,0
— 2,0	—	—	6,9	7,9	9,4	11,1

4454 / 4461	F8	G4	K0	K4	K8	M
— 2,0	—	—	— 2,7	0,0	—	—
— 1,0	— 1,6	— 1,1	+ 2,8	+ 1,2	—	—
0,0	+ 3,0	+ 3,8	4,9	5,5	—	—
1,0	5,5	5,8	5,9	6,2	—	—
2,0	—	6,7	6,5	6,7	+ 7,1	+ 7,2
3,0	—	—	6,7	7,3	7,7	7,8
4,0	—	—	—	7,4	8,3	8,4
5,0	—	—	—	—	8,8	9,0
6,0	—	—	—	—	9,1	9,9
7,0	—	—	—	—	—	10,8
8,0	—	—	—	—	—	11,1

4454 / 4494	F8	G4	K0	K4	K8	M
0,0	—	— 3,0	— 0,4	+ 0,4	—	—
1,0	+ 1,9	+ 2,4	+ 4,0	1,6	—	—
2,0	5,1	5,4	5,5	6,0	—	—
3,0	—	6,5	6,2	6,4	+ 6,8	—
4,0	—	—	6,5	6,8	7,3	+ 7,3
5,0	—	—	—	7,2	7,8	7,9
6,0	—	—	—	—	8,4	8,5
7,0	—	—	—	—	8,8	9,2
8,0	—	—	—	—	9,1	10,0
9,0	—	—	—	—	9,5	10,7
10,0	—	—	—	—	—	11,0.

Si osserverà che mentre nei tipi F e G le grandezze assolute crescono lentamente, nei tipi K ed M vi è un salto che è dovuto alla divisione in stelle giganti e stelle nane, la cui differenza, come più tardi diremo, appare sviluppatissima in questi ultimi tipi.

Prendendo le medie dei risultati dati da varie coppie di righe si riesce ad ottenere la grandezza assoluta M e quindi la parallasse di stelle lontanissime — inaccessibili ad altri metodi di misura — con errori che spesso non superano [1] il 30 %. Ma è inutile aggiungere che il metodo di Adams è suscettibile di ulteriori perfezionamenti che potranno ottenersi paragonando su larga scala parallassi spettroscopiche con le parallassi trigonometriche, come giustamente raccomandava l' ultimo Congresso Internazionale degli Astronomi.

113. Metodo del Boss. Dall' esame dei moti propri di alcune stelle, p. es. di stelle dell' Orsa Maggiore, di altre delle Pleiadi, del Toro, ecc., il Boss riconobbe che essi sono diretti verso uno stesso punto P della volta celeste. È chiaro allora che le velocità di queste stelle sono espresse da vettori paralleli [2] diretti verso P, che dobbiamo considerare come « un punto all' infinito » nel senso della Geometria proiettiva. In altre parole, tali stelle costituiscono un « gruppo » secondo quanto abbiamo già visto (Cfr. n. 21).

Ne segue che, se S è una stella qualsiasi del gruppo e se chiamiamo con α l' arco SP, la velocità W dell' astro — valutata in Km. al secondo — formerà un angolo α con

---

[1] In pochi casi si osserva però una notevole discordanza tra la parallasse trigonometrica e quella spettroscopica. Così la parallasse trigonometrica di Arturo (α Bootis) è 0″,08 mentre la sua parallasse spettroscopica ottenuta a Mt. Wilson è 0″,16 e quella ottenuta ad Harvard è 0″,21. Forse il divario si deve attribuire a condizioni fisiche eccezionali dell' astro.

[2] Osserviamo però che, rigorosamente parlando, questo fatto dimostrerebbe soltanto che le velocità delle stelle considerate hanno luogo secondo rette che si appoggiano sopra la retta congiungente il Sole col punto P.

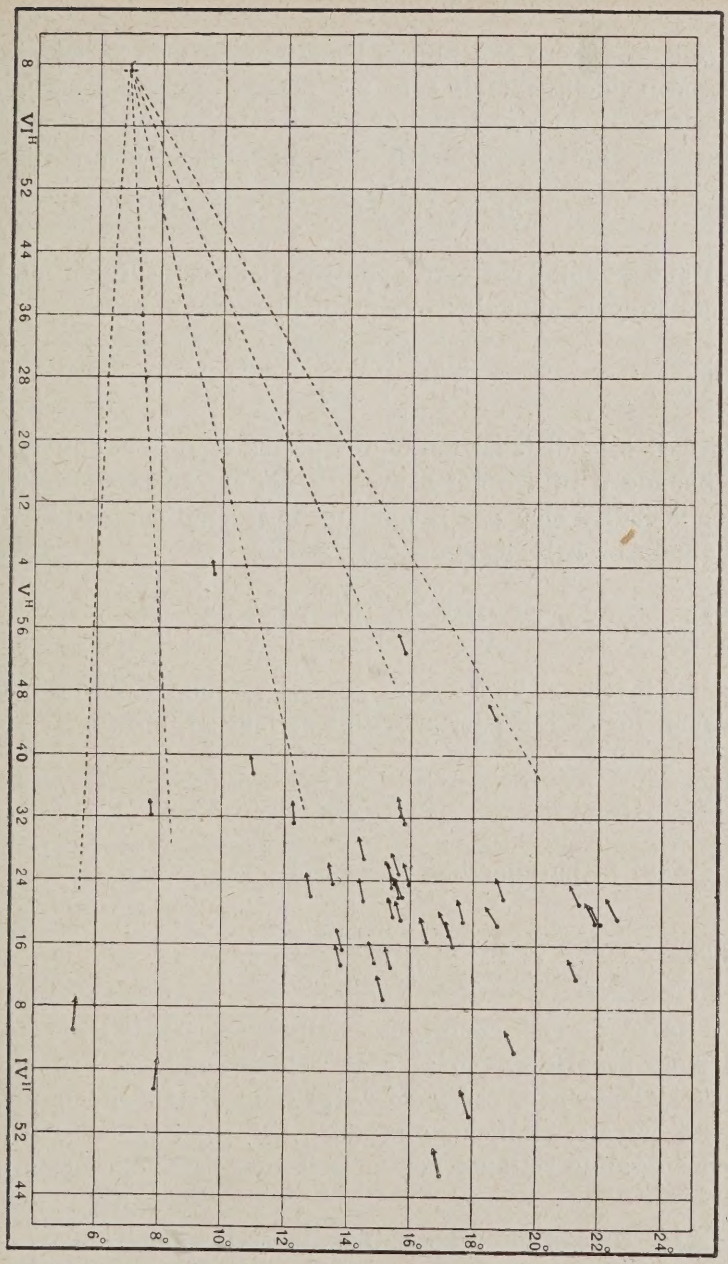


Fig. 79.

Moti propri nel Cluster del Toro secondo L. Boss (dall' Eddington).

il raggio vettore che unisce l'astro stesso con il Sole, onde la sua velocità radiale sarà $v = W \cos \alpha$ e quella trasversale $W \sin \alpha$. In un anno giuliano e cioè in $31{,}5.10^6$ secondi, lo spostamento trasversale dell'astro, in chilometri, sarà quindi:

$$x = 31{,}5.10^6 W \sin \alpha = 31{,}5.10^6 v \operatorname{tg} \alpha \tag{198}$$

e l'angolo sotto cui esso apparirà visto dalla Terra, cioè il moto proprio annuale μ valutato in radianti, sarà:

$$\mu = \frac{31{,}5.10^6 v \operatorname{tg} \alpha}{D} \tag{199}$$

dove D è la distanza dal Sole espressa sempre in chilometri. Stimando μ in secondi d'arco — per cui basta moltiplicare per 206264,8 cioè per il numero di secondi contenuti in un radiante — avremo allora:

$$D = \frac{64{,}9.10^{11}}{\mu''} v \operatorname{tg} \alpha . \tag{200}$$

Se invece si vuole D in parsec, essendo come già sappiamo, un parsec pari a 31.10^{12} chilometri, risulterà:

$$D_\pi = \frac{v \operatorname{tg} \alpha}{4{,}76\, \mu''} \tag{201}$$

e quindi la parallasse π in secondi sarà:

$$\pi'' = \frac{1}{D_\pi} = \frac{4{,}76\, \mu''}{v \operatorname{tg} \alpha} . \tag{202}$$

Ne segue che, conoscendo dalle osservazioni l'angolo α, il moto proprio annuo μ'' e la velocità radiale v in chilometri al secondo, possiamo avere immediatamente la parallasse cercata, applicando la (202). Ma, come vediamo, il metodo è valido soltanto per le stelle del gruppo considerato.

114. Metodo delle masse per le stelle doppie. Come vedremo nel secondo volume, le osservazioni micrometriche od interferometriche applicate alle stelle doppie, permettono

di determinare gli elementi dell' orbita ellittica che uno dei due astri descrive attorno all' altro, restando solo incognito il segno dell' inclinazione e rimanendo espresso in secondi di arco il semiasse maggiore a'' dell' orbita. La vera lunghezza a di tale semiasse, misurata prendendo come unità la distanza media dalla Terra al Sole, sarà allora

$$a = D \operatorname{tg} a'' \tag{203}$$

se la distanza D che ci separa dal sistema binario è espressa anche essa nella stessa unità di misura.

Ora la teoria delle orbite insegna che il cubo del semiasse maggiore è proporzionale al prodotto del quadrato del tempo di rivoluzione T per la massa totale del sistema. Avremo dunque

$$a^3 = kT^2(M_1 + M_2) \tag{204}$$

dove k è un coefficiente di proporzionalità ed M_1 ed M_2 sono le masse delle due stelle che compongono il sistema binario studiato.

La medesima equazione (203) può essere applicata anche al moto della Terra intorno al Sole. Ma in questo caso particolare, se prendiamo come unità di lunghezza il semiasse maggiore dell' orbita terrestre, come unità di tempo l' anno sidereo, e se consideriamo che la massa terrestre è trascurabile rispetto alla massa solare M, avremo

$$1 = kM \tag{205}$$

e quindi, dividendo la (204) per la (205) ed estraendo la radice otterremo:

$$a = \sqrt[3]{\frac{M_1 + M_2}{M} T^2} \tag{206}$$

Sostituendo tale valore di a nella (203) e risolvendo rispetto a D si ha allora:

$$D = \frac{\sqrt[3]{\frac{M_1 + M_2}{M} T^2}}{\operatorname{tg} a} \tag{207}$$

Ciò posto, se ci ricordiamo che un parsec è uguale a 206264 volte la distanza della Terra dal Sole, e che essendo a piccolissimo, si ha prossimamente $\operatorname{tg} a = a'' \operatorname{tg} 1''$, avremo, esprimendo D in parsecs:

$$D_\pi = \frac{\sqrt[3]{\frac{M_1 + M_2}{M} T^2}}{a''} \tag{208}$$

e quindi la parallasse π'' del sistema sarà:

$$\pi'' = \frac{a''}{\sqrt[3]{\frac{M_1 + M_2}{M} T^2}} \tag{209}$$

essendo il tempo di rivoluzione T espresso in anni.

Vediamo dunque che la parallasse di un sistema binario risulta immediatamente determinata se si conosce il rapporto tra le masse totale del sistema $M_1 + M_2$ e la massa del Sole M.

A dir vero questo rapporto è *a priori* sconosciuto; però vedremo nella statistica come le masse stellari siano in generale poco differenti tra loro, onde potremo supporre in una prima approssimazione $M_1 = M_2 = M$ con che si ha

$$\frac{M_1 + M_2}{M} = 2.$$

Osserviamo che, viceversa, se si conosce la parallasse π'' del sistema (determinata p. es. trigonometricamente) la (209) ci fa conoscere il rapporto tra la massa $M_1 + M_2$ del sistema stesso e la massa solare M.

Termineremo aggiungendo che le parallasssi ottenute con questo metodo vengono spesso chiamate « *parallassi dinamiche* ».

115. Metodo del Belopolsky per i sistemi binari spettroscopici. Nello studio dei sistemi binari che faremo nel secondo volume di questo Trattato, vedremo come dall'esame delle velocità radiali dato dallo spettroscopio si riesce a

conoscere in chilometri il valore del prodotto $a \sin i$ essendo a il semiasse maggiore dell' orbita ed i l' inclinazione del piano dell' orbita col piano tangente alla volta celeste.

Se supponiamo ora che le due stelle che formano il sistema binario siano separabili col cannocchiale o con l' interferometro, $\sin i$ risulta conosciuto, e quindi anche il valore di a espresso in chilometri, come pure il suo valore apparente a'' in secondi di arco.

La (203) dà allora, esprimendo D in chilometri:

$$D = \frac{a}{\operatorname{tg} a}. \tag{210}$$

Misurando D in parsec, ed essendo prossimamente

$$\operatorname{tg} a = a'' \operatorname{tg} 1''$$

avremo:

$$D_\pi = \frac{206.10^3 a}{30{,}9.10^{12} a''} = \frac{6{,}67\, a}{10^9\, a''} \tag{211}$$

e quindi la parallasse π'' del sistema sarà:

$$\pi'' = \frac{10^9\, a''}{6{,}67\, a} \tag{212}$$

essendo sempre a espresso in km. Così la parallasse di un sistema binario per cui si avesse $a = 300\,000\,0$ km. ed $a'' = 0'',5$ risulterebbe:

$$\pi'' = \frac{10^9 . 0'',5}{6{,}67 . 3 . 10^8} = 0'',25.$$

Il Belopolsky applicò quesito metodo a γ *Virginis* e a γ *Leonis* ed in seguito, specialmente per opera dell' Osservatorio di Lick (Mt. Hamilton), furono studiati molti altri sistemi binari, come δ *Equulei*, α *Centauri*, ecc.

Aggiungiamo che una volta conosciuto a in Km., ricordando che nel caso dell' orbita terrestre a è uguale a

15.10^7 Km., la (206) ci da

$$\frac{M_1 + M_2}{M} = \frac{1}{T^2}\left(\frac{a}{15.10^7}\right)^3 \tag{213}$$

donde — essendo noto il tempo di rivoluzione T — si ricava immediatamente il rapporto tra la massa del sistema $M_1 + M_2$ e la massa del Sole M.

116. Metodo delle Cefeidi. Riservando lo studio delle Cefeidi al secondo volume, ricordiamo intanto che esse costituiscono un particolare tipo di stelle variabili, di grande splendore assoluto e di breve periodo, e che traggono il loro nome dalla più conosciuta tra esse, δ *Cephei*.

Nella piccola nube di Magellano furono trovate molte Cefeidi. Miss H. LEAVITT ne studiò la grandezza fotometrica m media tra il minimo e il massimo splendore e mostrò che essa diminuisce regolarmente con l'accrescersi del periodo P, come risulta [1] dalla seguente tabella in cui P è espresso in giorni:

log P	m	log P	m
0,098	15,2	0,899	13,6
0,247	15,3	1,040	13,2
0,337	14,9	1,113	12,9
0,464	14,6	1,224	12,6
0,545	14,8	1,508	11,6
0,645	14,5	1,818	10,1
0,717	14,3	2,104	9,6.
0,811	13,7		

Prendendo per ordinata log P e per ascissa m e costruendo un diagramma, ci accorgiamo immediatamente che per pic-

---

[1] Cfr. « Astroph. Journ. », XLII. Cfr. anche il recente lavoro di H. RUSSELL: *On the relations between period luminosity and spectrum among cepheids*, in « Astroph. Journ. », LXVI (1927).

coli valori di P la curva tende a disporsi parallelamente all'asse delle ascisse, mentre, quando P supera i due o tre giorni, la curva assume un andamento quasi rettilineo, con una certa inclinazione rispetto all'asse stesso delle ascisse.

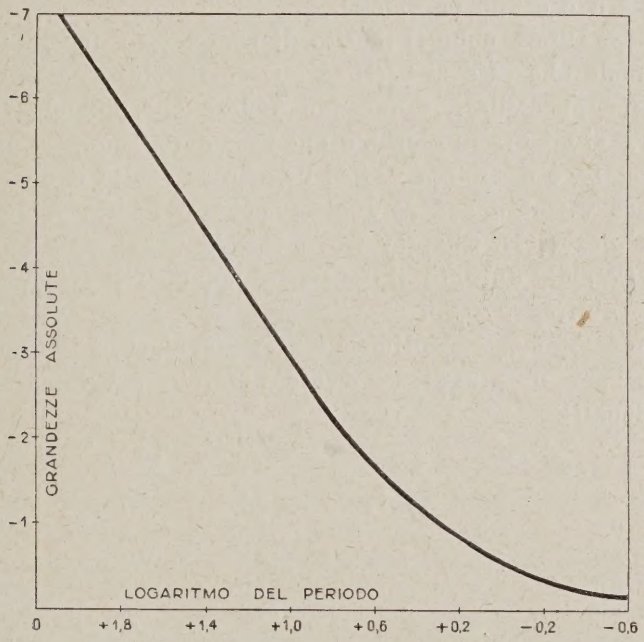


Fig. 80.
Relazione tra il periodo e la grandezza media assoluta delle Cefeidi.

Ora, poichè le nubi di Magellano hanno una distanza estremamente grande rispetto alle loro dimensioni, era chiaro che tutte queste Cefeidi avevano presso a poco la medesima parallasse e quindi che la loro grandezza assoluta M differiva da quella apparente m soltanto per l'aggiunta del termine costante $5 + 5 \log \pi$.

Ne seguiva che le grandezze assolute M — corrispondenti al medio splendore — ed i periodi P delle numerosissime Cefeidi contenute nelle nubi di Magellano (circa 1800) erano

collegate, da una relazione, la quale, per P superiore a due giorni circa, poteva esprimersi con l' equazione lineare:

$$M = a + b \log P \tag{214}$$

essendo a e b due parametri.

H. Shapley ebbe il merito di completare questa legge, mostrando che essa si verifica per le Cefeidi contenute in altri gruppi stellari, e facendo vedere che, quando il periodo P si misura in giorni, a può assumersi in media uguale a circa 0,4 e b a circa — 3,5, benchè in realtà a e b siano un poco variabili con P. Inoltre, per brevi periodi inferiori ad un giorno, H. Shapley trovò che la grandezza assoluta delle Cefeidi, durante il massimo splendore, si mantiene uguale a circa — 0,23.

Più esattamente, esprimendo P in giorni, si ha la seguente tabella per le grandezze medie assolute sia fotografiche che visuali:

P	Mv	Mf	P	Mv	Mf
< 0,5	— 0,3	— 0,3	9,0	— 3,0	— 2,1
0,8	— 0,5	— 0,5	12,5	— 3,5	— 2,3
1,6	— 1,0	— 0,9	17,5	— 4,0	— 2,5
3,0	— 1,5	— 1,2	23,0	— 4,5	— 2,8
4,6	— 2,0	— 1,5	33,0	— 5,0	— 3,2
6,8	— 2,5	— 1,8	45,0	— 5,5	— 3,5.

Vediamo in tal modo come, determinando con misure fotometriche il periodo P e la grandezza apparente m di una Cefeide, ne risulta conosciuta la grandezza assoluta M, onde la (193) ne dà la parallasse.

Esamineremo più tardi le ipotesi emesse per spiegare questa curiosa proprietà delle Cefeide, ma intanto osserviamo come essa riesca straordinariamente utile nell' astronomia, permettendo di calcolare le parallassi di astri lontanissimi e spesso collegati con la Via Lattea [1].

---

[1] Recentemente si cerca di estendere la legge di Leavitt anche ad altri tipi di variabili. Cfr. p. es. Barabascheff: *Ueber die abso-*

117. Moti propri. Lo studio dei moti propri delle stelle, e cioè dei loro movimenti apparenti sopra la sfera celeste, appartiene interamente alla Astronomia Sferica, e noi quindi ci limiteremo ad un brevissimo cenno, soltanto per comodità dei lettori.

Fino al secolo XVIII si era creduto che la configurazione delle costellazioni rimanesse invariabile col tempo, come indica del resto lo stesso nome di *Stelle Fisse* (cfr. la « *Sphaera Fixarum* » degli antichi) in opposizione a *Pianeta* che significa « *Stella errante* » (πλανήτης = vagante).

Ma nel 1718 HALLEY, con l' esame delle posizioni dell' epoca, confrontate con quelle date da antichi cataloghi, trovò che Arturo, Aldebaran e Sirio avevano subìto un lento spostamento. G. CASSINI confermò tali scoperte e più tardi (1760) T. MAYER le mise fuori dubbio, mostrando che anche le stelle fisse si muovono lentamente le une rispetto alle altre.

In generale per la determinazione di questi lenti movimenti, che hanno importanza grandissima nell'Astronomia, è necessario conoscere le posizioni esatte occupate dalle stelle in due epoche separate da un intervallo di tempo possibilmente assai lungo.

Gli antichi cataloghi di TOLOMEO, di AL SUFI ecc., sono però troppo grossolani per potere essere usati, mentre appare preziosissimo il catalogo di J. BRADLEY che contiene 3240 stelle osservate verso il 1760 e che fu recentemente ridotto da AUWERS. E così pure assai importanti per questo scopo sono il catalogo eseguito dal P. G. PIAZZI a Palermo e pubblicato nel 1814 con 7646 stelle e quello di ST. GROOMBRIDGE che comprende 4243 stelle osservate dal 1806 al 1816.

V' è però una difficoltà il cui esame richiede grande attenzione, e alla quale dovremo ora accennare.

E cioè, astraendo sempre dagli errori di osservazione, accidentali e sistematici, ogni catalogo dà le posizioni degli

---

luten helligkeiten der M typ Veranderlichen in « Astr. Nach. » 5514 e P. MERRILL: *The absolute magnitude of long period variable stars*, in « Astroph. Jounal », Vol. LIX.

astri in rapporto ad un dato sistema di riferimento: p. es. all' equatore celeste ed all' equinozio (intersezione dell' equatore con l' eclittica) di una data epoca. Ora, a cagione della forma ellissoidica del globo terrestre, dell' attrazione solare e lunare e delle attrazioni dei pianeti, l' eclittica si sposta nello spazio; e così pure si sposta l' asse di rotazione della Terra e quindi il polo e l' equatore celeste. Ne segue che, passando da un' epoca ad un' altra, il cambiamento delle coordinate celesti di un astro è in parte dovuto al suo moto proprio ed in parte allo spostamento del sistema di riferimento. In particolare [1] indicando con $\Delta\alpha$ *le variazioni annue in ascensione retta* — e cioè la quantità di cui aumenta annualmente l' ascensione retta di una stella — l'Astronomia Sferica dimostra l' equazione:

$$\Delta\alpha = \mu_\alpha + m + n \sin\alpha \operatorname{tg}\delta \tag{215}$$

dove α, δ, μ_α indicano al solito l' ascensione retta, la declinazione ed il moto proprio in ascensione, ed m ed n sono due parametri lentamente variabili col tempo.

Analogamente si ha per la *variazione annua in declinazione*

$$\Delta\delta = \mu_\delta + n \cos\alpha . \tag{216}$$

Ma la Meccanica Celeste insegna che i due parametri m ed n dipendono dai valori delle masse dei pianeti, del Sole e della Luna, come pure dal rapporto $\frac{A-C}{A}$ dove A e C indicano i momenti di inerzia dell' ellissoide terrestre rispetto al suo asse di rotazione e ad un asse qualsiasi giacente nel piano equatoriale [2],

---

[1] Sarà inutile ricordare che la declinazione δ di un astro è la sua distanza angolare dall' equatore celeste (od anche il complemento della distanza dal polo celeste) mentre l' ascensione retta α è l' angolo che il cerchio orario passante per l' astro e per i poli celesti, forma col cerchio orario passante per l' equinozio e per i poli.

[2] Ricordiamo dalla Meccanica Razionale che il momento di inerzia rispetto ad un asse è eguale alla somma delle masse moltiplicate per i

Ora le masse dei pianeti, del Sole e della Luna sono conosciute e le osservazioni di gravità, eseguite col pendolo in varie località [1], permettono di calcolare approssimatamente il valore di $\frac{A-C}{A}$, onde teoricamente sarebbe possibile di trovare direttamente m ed n, ma la precisione raggiunta sarebbe troppo scarsa per i bisogni astronomici.

In conseguenza gli astronomi deducono m ed n soltanto dalle osservazioni celesti, per mezzo della (215) e (216), dove $\Delta\alpha, \Delta\delta, \alpha, \delta$ possono riguardarsi come date dalle osservazioni ed $m, n, \mu_\alpha, \mu_\delta$ come incognite.

A prima vista il problema così posto sembrerebbe indeterminato, giacchè esaminando, p. es., k stelle, si avrebbero $2k$ equazioni, con $2k+2$ incognite; ma l'indeterminazione sparisce con le seguenti considerazioni sulle quali, del resto, dovremo tornare nella Statistica Stellare.

Come ognuno comprende, il dire che un oggetto si muove o sta fermo è una locuzione non precisa, se non si aggiunge rispetto a quale sistema di riferimento esso si muove o sta fermo. Così noi non potremo definire il moto dell'equatore celeste (dato dai parametri m ed n) ed i moti propri μ_α μ_δ delle stelle se non diciamo rispetto a quale sistema vogliamo riferirli.

A tale proposito spesso gli astronomi dicono di scegliere come riferimento l'equatore celeste e l'equinozio di una data epoca, p. es. del 1900,0. Ma questo è una locuzione abbreviata che ha bisogno di spiegazioni, giacchè l'equatore del 1900,0 non è inciso nel cielo, come il reticolo sopra una lastra fotografica, e per ridurre, per esempio, le osservazioni del 1850 all'equinozio del 1900 occorrerebbe già conoscere

---

quadrati delle distanze dall'asse considerato. Così, p. es., il momento di inerzia di un corpo continuo rispetto all'asse x è dato da $S(y^2+z^2)\,dm$ dove dm è la massa di ogni elemento e l'integrale è esteso a tutto il corpo.

[1] Cfr. Pizzetti: *Teoria Meccanica della figura dei pianeti*, pag. 35 e ss. (Pisa, Spoerri, 1913).

i valori di m ed n, vale a dire occorrerebbe conoscere quelle incognite che ci proponiamo appunto di cercare.

In realtà il *vero sistema di riferimento è l'insieme di tutte le stelle.* Più precisamente, se le stelle non cambiassero le loro posizioni relative — se si avesse, p. es., ciò che alcuni hanno chiamato il « *Solido Stellare* », — sarebbe facile trovare un sistema di assi collegato con gli astri; ma in pratica ciò non avviene, giacchè la configurazione delle costellazioni varia col tempo.

Non resta quindi che scegliere come sistema di riferimento quello che meglio si addice all'insieme di tutte le stelle, e cioè — in linguaggio matematico — *quel sistema rispetto a cui la somma dei quadrati degli spostamenti osservati risulta minima.*

Ciò posto, se μ_α e μ_δ sono le componenti del moto proprio di un astro, risulta dall'Astronomia Sferica che il quadrato del suo moto proprio totale è [1]

$$\mu^2 = \mu_\alpha^2 \cos^2 \delta + \mu_\delta^2 \tag{217}$$

onde, per quanto si è detto, dovremo scegliere m ed n in modo che sia

$$\Sigma(\mu_\alpha^2 \cos^2 \delta + \mu_\delta^2) = \text{minimo}, \tag{218}$$

dove la sommatoria Σ va estesa a tutte le stelle che sia possibile esaminare [2].

Immaginando allora di avere osservato un gran numero k di stelle, avremo $2k$ equazioni analoghe a (215) e (216) donde,

---

[1] Per dimostrare la (217) basta ricordare che un arco μ_α di parallelo di declinazione δ ha una lunghezza uguale a $\mu_\alpha \cos \delta$; inoltre essendo sempre μ_α e μ_δ molto piccoli si può considerare il movimento come avvenuto sul piano tangente alla sfera celeste ed applicare il teorema di Pitagora.

[2] Non è detto che il sistema di riferimento così definito sia un sistema *inerziale*, nel senso della Meccanica Razionale; cioè non è detto che rispetto ad un tale sistema — prescindendo pure da considerazioni connesse con la teoria di Relatività — valgano i postulati fondamen-

in forza della (218), possiamo ricavare *m* ed *n* risolvendole col metodo dei minimi quadrati come se μ_α e μ_δ fossero errori di osservazioni, i primi di peso $\cos\delta$ e gli altri di peso 1.

Per correggere un errore molto diffuso, notiamo di passaggio che *nella definizione dei parametri* m *ed* n *non entra*

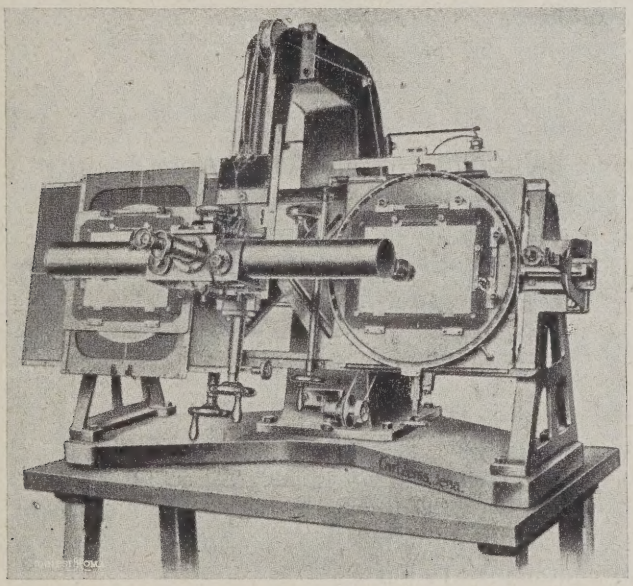


Fig. 81.
Blinkmicroscope Zeiss.

in nessun modo l' ipotesi che i moti propri delle stelle siano distribuiti interamente a caso, onde potere essere paragonati ad errori di osservazioni, mentre invece questo paragone è lecito solo in virtù della (218), che discende dalla definizione che abbiamo dato di sistema di riferimento.

---

tali della dinamica Classica. Per es., se tutto l' insieme galattico avesse un moto di rotazione, è chiaro che anche il sistema di riferimento — dovendo soddisfare alla condizione di rendere minima la somma dei quadrati degli spostamenti stellari osservati — avrebbe in media lo stesso moto e non sarebbe quindi *inerziale*.

Ma su ciò torneremo nel III volume.

In pratica, misurando il tempo t in anni, a partire dal 1850, Struve trovò:

$$m = 46'',0765 + 0'',0002849t$$

$$n = 20'',0564 - 0'',0000863t$$

e Newcomb

$$m = 46'',0711 + 0'',0002798t$$

$$n = 20'',0511 - 0'',0000848t.$$

Segue, dalla (215) e (216) che, essendo date dalle osservazioni le variazioni annue $\Delta\alpha$ e $\Delta\delta$, i valori che se ne ricavano per i moti propri adottando i parametri di Struve differiscono da quelli che si hanno con i parametri di Newcomb. E precisamente si ha

$$(219) \quad \begin{cases} \mu_{\alpha\,\text{New.}} = \mu_{\alpha\,\text{Str.}} + 0^s,00036(1 + \sin\alpha \operatorname{tg}\delta) \\ \mu_{\delta\,\text{New.}} = \mu_{\delta\,\text{Str.}} + 0'',0053 \cos\alpha\,. \end{cases}$$

Ricerche moderne assai importanti sui moti propri sono dovute a Lewis Boss che nel 1900, con l'aiuto dell'Istituzione Carnegie, pubblicò il suo *Preliminary General Catalogue* contenente le posizioni esatte di 6188 stelle dedotte dal confronto e dalla discussione di un gran numero di cataloghi esistenti. Su di esso dovremo tornare fra breve.

Negli ultimi anni è stato anche proposto l'uso del *Blink-microscope* (cfr. n. 59) per la scoperta delle stelle di grande movimento proprio. A tale scopo dinanzi ai due obbiettivi dello strumento si pongono due fotografie della stessa regione del cielo, fatte in epoche diverse, in modo che guardandole dall'unico oculare esse sembrino sovrapposte. Ciò posto, coprendo alternativamente ora l'una e ora l'altra fotografia (o spostando in un senso e nell'altro uno dei prismi di rimando) non si osserva alcun movimento nella maggioranza delle stelle; ma, se tra queste ve ne è qualcuna di grande moto proprio, essa sembrerà oscillare. Lo stesso strumento, come è chiaro, può essere usato per la scoperta di stelle variabili, ed anche di nebulose variabili.

Conoscendo il moto proprio annuo totale μ, lo spostamento trasversale x dell' astro — cioè lo spostamento valutato in direzione normale alla congiungente l' astro col Sole o, in altre parole, lo spostamento proiettato sul piano tangente alla sfera celeste — risulta immediatamente dal prodotto della distanza per tg μ. Essendo un parsec eguale a $30{,}9.10^{12}$ km. avremo quindi esprimendo x in chilometri.

$$(220)\quad x = \frac{30{,}9.10^{12}}{\pi''} \operatorname{tg} \mu = 30{,}9.10^{12} \operatorname{arc} 1'' \frac{\mu''}{\pi''} = \frac{30{,}9.10^{9}}{206} \frac{\mu''}{\pi''}$$

E, poichè un anno contiene circa $31{,}5.10^{6}$ secondi, la velocità trasversale V_t in chilometri al secondo sarà:

$$(221)\qquad V_t = \frac{x}{31{,}5.10^{6}} = 4{,}75 \frac{\mu''}{\pi''}.$$

Supponendo nota la velocità radiale V dalle misure spettroscopiche, si ha allora per la velocità totale dell' astro W:

$$(222)\qquad W = \sqrt{V^2 + V_t^2}.$$

Abbiamo così la seguente tabella [1] di alcune stelle dotate di grande moto proprio annuo μ:

Stella	μ annuo	π''	V_t (km/sec)	V (km/sec)	W (km/sec)
Stella di Barnard	10″,30	0″,54	90	— 117	147
Cordoba Z.V. 243	8,70	0,25	132	+ 242	276
Lacaille 9352 . .	7,05	0,29	112	+ 12	113
61 Cygni	5,16	0,30	82	— 64	104
Lalande 21185 .	4,77	0,40	58	— 87	105
Lalande 21258 .	4,46	0,18	121	+ 65	137
α Centauri	3,66	0,76	23	+ 22	32

[1] Cfr. A. Van Maanen: *List of stars with proper motion exceeding 0″,50 annually* in « Astroph. Journal », Vol. XLI, dove l'autore registra 533 stelle di grande moto proprio. Cfr. anche: *A study of star with large proper motions* « Bull Lick Observatory », N. 344.

CAPITOLO V

Cataloghi stellari.

118. Generalità. I cataloghi stellari raccolgono i risultati delle assidue ricerche delle Specole Astronomiche e riassumono tuttociò che l' osservazione ci dice sopra l' Universo Stellato. In altre parole essi costituiscono, per così dire, il frutto dell' opera degli Osservatori Astronomici e formano insieme la base di ogni deduzione teorica sopra la natura, i movimenti e l' evoluzione delle stelle. E perciò, terminando questo primo volume dedicato ai metodi di misura, e prima di iniziare il secondo in cui ci occuperemo della costituzione degli astri, crediamo utile di trattenerci sopra questi documenti che, d' ora innanzi, costituiranno la fonte perenne di ogni nostra ricerca [1].

Naturalmente, considerando il loro gran numero, non ci proponiamo di parlare singolarmente di ciascuno di essi, ma soltanto desideriamo di dare una guida pratica agli studiosi, perchè meglio riescano ad orientarsi in questo campo. Ed a tale scopo cominciamo ad osservare che, secondo l' oggetto di cui si occupano, i Cataloghi Stellari possono suddividersi in dieci categorie e cioè:

1° Cataloghi visuali di posizione;

2° Cataloghi fotografici di posizione o Cataloghi Astrografici;

3° Cataloghi fotometrici;

4° Cataloghi colorimetrici;

---

[1] Delle *Aree scelte* (selected areas) del KAPTEYN ci occuperemo nella Statistica Stellare.

5° Cataloghi spettroscopici;
6° Cataloghi di velocità radiali;
7° Cataloghi di parallasse;
8° Cataloghi di stelle multiple;
9° Cataloghi di stelle variabili;
10° Cataloghi di nebulose.

Passiamoli ora in rapida rassegna.

119. Cataloghi visuali di posizione. Per esaminare con maggiore facilità i numerosissimi cataloghi di posizione esistenti, li divideremo in tre classi secondo l'epoca in cui furono composti e cioè [1]:

1° Cataloghi anteriori alla prima metà del secolo XVIII, i quali ormai hanno interesse puramente storico;

2° Cataloghi compresi tra la prima metà del secolo XVIII e la prima metà del secolo XIX, i quali, confrontati con i Cataloghi moderni, si rendono utilissimi per la determinazione dei « *moti propri* » delle stelle (cfr. n. 117);

3° Cataloghi posteriori alla prima metà del secolo XIX, che sono, in generale, i più precisi e i più usati.

Occupiamoci brevemente di ciascuna di queste classi:

1° Cominciando dai più antichi, ricordiamo il Catalogo costruito da Ipparco, il grande astronomo della Bitinia, in occasione di una stella nuova apparsa nello Scorpione (134 av. G. C.). Questo Catalogo, confrontato con quello eseguito centocinquanta anni prima da Timocari ed Aristillo, mostrò un incremento costante nella longitudine di tutte le stelle, mentre le latitudini erano rimaste invariate [2], onde

---

[1] Per una lista completa dei Cataloghi di Posizione dal 1690 al 1900 cfr. Valentiner: *Handworterbuch der Astronomie*, Vol. III.

[2] Ricordiamo che i Cataloghi più antichi riferivano la posizione delle stelle non già all'equatore celeste, secondo l'uso moderno, ma all'eclittica per mezzo della *latitudine* e della *longitudine*. Inutile aggiungere che la latitudine di una stella può definirsi come il complemento della sua distanza angolare dal polo dell'eclittica, mentre la longitudine

Ipparco vide che il punto equinoziale si spostava sull' eclittica stessa in senso retrogrado, e quindi che il ritorno del Sole all' equinozio *precedeva* il ritorno del Sole alla medesima costellazione. Egli giunse in tal modo alla grande scoperta della *Precessione degli Equinozi*, fenomeno che i lettori conoscono dalla Astronomia Sferica ed a cui abbiamo accennato poco anzi a proposito dei moti propri (n. 117).

Il Catalogo di Ipparco fu riportato da TOLOMEO nel suo Almagesto (II sec. d. G. C.) e restò presso che unico fino al secolo X d. G. C., quando l' astronomo persiano ABD-AL-RAHMAN-AL-SUFI, comunemente chiamato Al-Sufi (903-986), compose un altro catalogo stellare, tradotto recentemente dall' arabo dallo Schjellerup e pubblicato, nel 1874, dalla Accademia delle Scienze di Pietroburgo.

Segue a quattro secoli di distanza il catalogo di ULUGH-BEIGH (1394-1449) re di Samarcanda, che costruì un Osservatorio, chiamandovi i migliori astronomi di cui potè disporre. Più tardi abbiamo il Catalogo di TYCHO BRAHE (1546-1601) e quindi quelli di HEVEL e di FLAMSTEED, ambedue costruiti con l' uso dei cannocchiali verso la fine del secolo XVII.

2° La seconda metà del secolo XVIII si inaugura con le osservazioni di BRADLEY (1692-1762), il terzo direttore della Specola di Greenwich dopo Flamsteed (1646-1720) ed Halley (1656-1742).

Questo Catalogo di Bradley, che comprende 3268 stelle, e fu ridotto da Bessel [1] e poi nuovamente da A. Auwers [2], è quasi contemporaneo a quello di TOBIA MAYER, di Gottingen, contenente 1027 stelle zodiacali e ridotto anche

---

è l' angolo che il cerchio massimo passante per i poli dell' eclittica e per l' astro forma con il cerchio massimo passante per i poli stessi e per il punto equinoziale.

[1] Cfr. *Fundamenta Astronomiae deducta ex observationibus viri incomparabilis James Bradley*. Auctore F. W. BESSEL. Regiomonti, 1818.

[2] Cfr. *Neue Reduction der Bradleyschen Beobachtungen*. Pietroburgo, 1882-1903.

esso dall'Auwers [1]. Posteriore di circa mezzo secolo è invece il catalogo di 7646 stelle del PIAZZI [2] eseguito a Palermo dal 1792 al 1813 e di cui il prof. Porro sta completando ora una nuova riduzione.

Come già fu detto, codesti cataloghi presentano altissimo interesse per la determinazione dei moti propri delle stelle, che si ottengono confrontando le posizioni di quell' epoca con le posizioni attuali, bene inteso dopo averle ridotte ad uno stesso equinozio.

Ricordiamo pure il vasto catalogo di G. LALANDE contenente 47390 stelle [3]; il catalogo di 4243 circumpolari di ST. GROMBRIDGE [4] recentemente ridotto dal Dyson [5]; il catalogo di 4092 stelle di GIOVANNI SANTINI [6] ecc.

Per il cielo australe dobbiamo notare anzitutto il catalogo di 9776 stelle eseguito dal LACAILLE [7] al Capo di Buona Speranza; e, tra i cataloghi di precisione, quello di 7835 stelle dell' Osservatorio di Paramatta [8] (Brisbane 1822-1826), quello di 11000 stelle dell' Osservatorio di Madras (India) eseguito dal TAYLOR (1831-1842) e ridotto recentemente dal Downing [9] ecc.

---

[1] Cfr. A. AUWERS: *T. Mayer's Sternverzeichiss nach den Beobachtungen auf der Göttingen Sternwarte in den Jahren 1756-1760.* Leipzig 1894.

[2] G. PIAZZI: *Praecipuarum Siellarum inerrantium positiones mediae.* Panormi, 1814.

[3] Cfr. G. LALANDE: *Histoire céleste.* Paris, 1801.

[4] Cfr. ST. GZOMBRIDGE: *A Catalogue of Circumpolar Stars,* edited by G. B. Airi, London, 1838.

[5] Cfr. *New Reduction of Grumbridge' s Catalogue,* by F. W. Dyson. London, 1905.

[6] Cfr. G. SANTINI: *Descrizione del Circolo Meridiano del R. Osserv. di Padova, seguita da un Catalogo ecc.* Padova 1840.

[7] Cfr. LACAILLE: *A Catalogue of 9766 stars,* edited by F. Baily. London, 1847.

[8] Cfr. *A Catalogue of 7385 stars at the Observatory at Paramatta.* London, 1835.

[9] Cfr. *Taylor's General Catalogue,* revised by A. M. Downing. Edinburg, 1901.

3° Ma la potenzialità sempre crescente dei cannocchiali astronomici, le nuove scoperte dei piccoli pianeti ecc., richiedevano l' uso di cataloghi più estesi. L' astronomo ARGELANDER, Direttore dell' Osservatorio di Bonn, ed il suo successore Schönfeld si fecero interpreti di questo bisogno con la loro *Bonner Durchmusterung* (letteralmente « la Rivista di Bonn ») che comprende le posizioni approssimate (d' onde il nome di Durchmusterung) di circa 325000 stelle dal Polo Nord a — 20 di declinazione [1], insieme con una stima delle loro grandezze visuali.

Questa bell'opera ebbe vasto successo e ciò spinse l'« *Astronomische Gesellschaft* » (Società Astronomica tedesca) a proporre l' esecuzione di un catalogo stellare che contenesse le posizioni esatte di tutte le stelle della Durchmusterung. A tal fine il cielo fu ripartito in tante zone, limitate da paralleli di declinazione ed affidate a specole diverse, ognuna delle quali aveva il compito di osservare al cerchio meridiano le ascensioni rette e le declinazioni degli astri della propria zona, riducendo sempre le posizioni all' equinozio del 1875.

Questo grande lavoro, conosciuto col nome di « *Katalog der Astronomische Gesellschaft* (abbreviato con la notazione C. A. G.), comprende il cielo boreale e parte del cielo australe, fino al parallelo di declinazione — 23°10′ ed è stato continuato, per l' emisfero australe, dall' *Uranometria Argentina* eseguita all' Osservatorio di Cordoba da GOULD e THOME.

Ma, come fu già notato, uno dei fini principali dei cataloghi stellari è la determinazione dei moti propri delle stelle, per cui si esige che le osservazioni di posizione siano spesso replicate sulle medesime stelle, con la massima esattezza. Tra le Specole più benemerite in questo campo, va notata anzitutto quella di PULKOWO, fondata nel 1835 da F. W. STRUVE, con l' aiuto dell' imperatore Nicola I di

---

[1] Una nuova edizione della *Bonner Durchmusterung* è stata recentemente pubblicata dal Kustner (Bonn, A. Marcus und E. Weber, 1903).

Russia. Anzi, con i metodi di BESSEL [1], che aveva insegnato ad eliminare automaticamente gran parte degli errori strumentali con opportune osservazioni fatte ponendo lo strumento in posizioni coniugate, l' Osservatorio di Pulkowo ha portato all' astronomia di posizione un contributo di altissima importanza. Ed insieme con i numerosi cataloghi di Pulkowo, vanno citati per alta precisiene quelli dell' Osservatorio di Greenwich e quelli del *Naval Observatory* di Washington ecc.

Ricordiamo pure il grande *Catalogo dell' Osservatorio di Parigi* eseguito con replicate osservazioni delle stelle del Lalande e, tra gli italiani, quello dell' *Osservatorio del Campidoglio di Roma*, iniziato dal prof. Respighi e condotto a termine dai suoi allievi DI LEGGE e GIACOMELLI: catalogo che abbraccia 4012 stelle del cielo boreale, osservate al cerchio meridiano di ERTEL [2].

Per l' emisfero australe notiamo ancora il « *Cape Fundamental Catalogue* » contenente 1293 stelle osservate al Capo di Buona Speranza dal 1905 al 1911 ed il *Second Cape Fundamental Catalogue* comprendente 1846 stelle osservate dal 1912 al 1916.

Merita particolare attenzione tra i Cataloghi di precisione il *Prelimin. General Catalogue* di L. BOSS, edito a Washington nel 1910 e comprendente 6188 stelle in gran parte visibili ad occhio nudo. Servendosi dei valori di Newcomb per la

---

[1] L' idea fondamentale della scuola di Bessel — scrive argutamente il Newcomb — è esattamente l' opposto della legge criminale inglese; e cioè *ogni strumento*, fino a prova contraria, *deve essere supposto come viziato da ogni possibile difetto*, da cui occorre quindi correggere i risultati con i metodi sviluppati dallo stesso Bessel. Cfr. S. NEWCOMB: *A Compendium of Spherical Astronomy*, pag. 343 (N. York, Macmillan, 1906).

[2] Del Catalogo Capitolino furono pubblicate diverse edizioni; l' ultima e più completa, apparve nel 1911. (Roma, Unione Editrice). Presentemente stiamo estendendo il Catalogo a declinazioni australi da 0^0 a -20^0.

Citiamo ancora tra i lavori più recenti il *Katalog der Rektaszensionen von 1426 st.* con un complemento per le declinazioni (Bull. Observ. de Poulkowo, IX, 4, 6) e il *Catalogue of 2499 stars from observ. in the years 1911-1918* (Publ. of Naval Observatory, Washington, Vol. XI).

precessione (n. 117) ed esaminando un gran numero di cataloghi, l'Autore dà la posizione di queste stelle rispetto all'equinozio 1900,0 ed i moti propri in ascensione e declinazione, aggiungendovi gli errori probabili, sia delle coordinate che dei moti propri.

Citeremo ancora, per quanto riguarda i moti propri, il « *Catalogue des mouvements propres de 5671 étoiles* » *del* Bossert (Ann. Observ. de Paris, Mem. T. XXIX) e le recenti liste di moti propri pubblicate da F. Ross nell'Astronomical Journal (n. 853, 856, 862, 871, 888).

Infine termineremo questa lista accennando all'odierna ed importantissima *Geschichte der Fixsternhimmels* dell'Accademia delle Scienze di Berlino; opera che — come dice il titolo — costituisce una vera « Storia delle Stelle fisse » dove si contengono tutte le posizioni stellari, dedotte da osservazioni meridiane eseguite dal 1750 al 1900, insieme con i relativi moti propri.

120. Sistemi fondamentali. Come già dicemmo, gli antichi cataloghi riferivano le posizioni delle stelle all'eclittica, dandone la longitudine e la latitudine, mentre i moderni le riferiscono all'equatore celeste per mezzo dell'ascensione e della declinazione. Si è osservato che questo sistema di riferimento è abbastanza incomodo, giacchè, trattandosi di piani variabili col tempo, obbliga gli astronomi a ridurre di volta in volta le antiche posizioni per confrontarle con le moderne. Ma, sopra tutto, deve aggiungersi che tale sistema di coordinate, basato sopra la direzione dell'asse di rotazione della Terra che determina il polo celeste, è assolutamente estraneo al sistema stellare.

Per queste ragioni Innes ed altri astronomi hanno proposto di riferire le stelle ad un sistema di coordinate, basate sulla Via Lattea [1], chiamando *latitudine galattica* il

---

[1] Per maggiori notizie su questo importante argomento cfr. la nota del Philippot: *L'usage des coordonées galactiques*, nell'« Annuaire de l'Observ. R. de Belgique », 1923.

complemento della distanza dell' astro dal polo galattico più vicino (col segno negativo quando si tratta del polo australe) e *longitudine galattica* l' angolo che il cerchio massimo passante per i due poli della Galassia e per l' astro, forma col cerchio massimo passante per i poli stessi e per *l' apice* cioè per il punto verso cui si dirige il Sole nel suo movimento tra le stelle. La proposta merita certamente alta considerazione giacchè, una volta adottata, solleverebbe tra l' altro gli astronomi dalla continua fatica di ridurre cataloghi da un' epoca all' altra per studiare i moti propri delle stelle.

Ma dobbiamo ancora fare un' altra considerazione importante.

Se si esaminano due cataloghi stellari, anche dovuti ad ottimi osservatori e riferiti sempre ad uno stesso equinozio, e si eseguono le differenze tra le coordinate che essi assegnano alle medesime stelle, è facile accorgersi che le medie di queste differenze *non tendono a zero* col crescere del numero degli astri considerati [1].

Ne segue che i cataloghi stessi sono affetti, non solo da piccoli errori accidentali, inevitabili nelle osservazioni astronomiche, ma anche da *errori sistematici*, dovuti allo strumento adoperato, alla personalità dell' osservatore ecc. Per ottenere quindi le posizioni più plausibili delle stelle in una data epoca, occorre combinare tra loro i vari cataloghi, dopo averli corretti, per quanto è possibile, dagli errori sistematici, ed è questo uno dei più importanti argomenti di cui si occupa l'*Astronomia Sferica* [2]. Qui diremo solo, adottando la definizione di Newcomb, che si chiama « *Sistema fondamentale* » « un catalogo sufficientemente esteso di po-

---

[1] Secondo il calcolo delle probabilità, se si trattasse di errori accidentali, crescendo il numero N delle stelle esaminate, la media delle differenze dovrebbe tendere a zero come $\frac{1}{\sqrt{N}}$.

[2] Cfr. tra gli altri S. Newcomb: *Sperical Astronomy*, pag. 354 e ss. (London e New-York, Mac Millan, 1906).

sizioni stellari, nel quale le posizioni e i moti propri di ciascuna stella siano stati individuati con la maggior precisione possibile ». Per comprenderne l'importanza, ricordiamo che occorrerebbe scegliere come sistema di riferimento l'insieme di tutte le stelle; ma in realtà, non potendo servirci che di un numero limitato di esse, la scelta di un sistema fondamentale equivale, in geometria, alla scelta di un sistema di riferimento.

In pratica però per stabilire un sistema fondamentale non occorrono nuovi cataloghi di stelle, ma bastano delle tabelle di correzione da applicarsi alle posizioni e ai moti propri riportati in cataloghi già esistenti, in modo da ridurli ad una completa omogeneità.

Così tra i più importanti sistemi fondamentali si ebbero quello di AUWERS [1] quello del BOSS [2] e quello del NEWCOMB [3], che presentano tuttavia sensibili differenze.

P. es., nelle vicinanze dell'equatore celeste, si ha, in media, per le declinazioni

$$\begin{aligned} \text{Auwers-Newcomb} &= -0'',13 \\ \text{Boss-Newcomb} \ldots &= -0'',28 \\ \text{Auwers-Boss} \ldots &= -0'',15. \end{aligned}$$

---

[1] Cfr. A. AUWERS: *Tafeln zur Reduction von Sterncatalogen auf das System des Fundamentalcatalogs des Berliner Jahrbuchs*, in « Astr. Abhandlungen », 7, (Kiel, 1904). Notiamo che lo stesso AUWERS aveva dato anteriormente un altro sistema fondamentale, oggi conosciuto col nome di « Sistema A. G. », perchè fondato sopra stelle del Catalogo della « Astron. Gesellschaft ». (Cfr. « Astr. Gesellschaft », Publ. 14 e 17; « Astr. Nachr », Bd. 143 p. 361). Cfr. anche: A. KOPFF « Astron. Nachr », Bd. 231, p. 346 e Bd. 231, Nr. 5540.

[2] Cfr. L. BOSS: *Positions and Motions of 627 standard Stars* e *Weights and sist. corrections of meridian observations in right ascension and declination* in « Astronomical Journal », Vol. XXIII, (1903). Cfr. anche: *Standard Stars south of declination — 20* in « Astronomical Journal », XIX, e: *List of 1059 Standard Stars for 1910 published by the Dudley Observatory* (Albany, N. Y. 1909). Cfr. anche: H. RAYMOND, « Astrom. Journal », Vol. XXXVI, n. 857.

[3] Cfr. NEWCOMB: *Catalogue of fundamental stars* in « Astronomical Papers », vol. VIII. (Washington, 1898)

Si comprende quindi come uno dei maggiori problemi dell'Astronomia Sferica moderna sia la fusione di questi vari sistemi in uno più sicuro, ma ciò richiederà grande lavoro e replicate osservazioni.

Per ora aggiungiamo solo che il sistema fondamentale di AUWERS è stato rielaborato dal PETERS [1] e forma la base su cui vengono calcolate le posizioni stellari del *Berliner Astr. Jahrbuch*; e così pure che il sistema del NEWCOMB, rielaborato da EICHELBERGER forma il catalogo delle 1504 *Standard Stars* [2], base alle posizioni dell' *American Ephemeris* di Washington, alle posizioni del *Nautical Almanac* di Greenwich [3] ed a quelle della *Connaissance des Temps* di Parigi.

Termineremo infine citando la « *Liste générale provisoire de 3064 étoiles fondamentales* » pubblicata nella « *Connaissances des Temps* » del 1914 ed estratta dai citati lavori di AUWERS, BOSS, NEWCOMB e da altre liste di BACKLUND e di HOUGH.

121. Cataloghi Astrografici. Vedemmo già che, fin dal 1885, D. GILL aveva ottenuto al Capo di Buona Speranza, importanti carte fotografiche del cielo, le quali furono poi misurate dal KAPTEYN a Groningen, ricavandone le posizioni di circa 450000 stelle che formarono la *Cape Phatographic Durchmusterung*. E dicemmo pure che nei Congressi Internazioaali di Parigi del 1887, 1889 e 1891 fu proposta l' ese-

---

[1] Cfr. « Neuer Fundamentalkatalog des Berliner Astr. » Jahrbuchs nach den Grundlagen von A. AUWERS, bearbeitet von Peters. (Veroff. des König Astr. Rechen Instituts, 33).

[2] Cfr. « Astronomical Papers », Vol. X.

[3] Assai importante è pure il *First Greenwich Catalogue of Stars for 1925* che contiene le posizioni e i moti propri di 2643 stelle osservate a Greenwich dal 1915 al 1921. Questo è anzi uno dei cataloghi moderni che ci sembrano degni della maggiore attenzione, insieme con quello di Eichelberger, quello del Boss e quello italiano del Campidoglio (Respighi, Di Legge, Giacomelli) per non parlare della *Geschichte der Fixsternhimmels*.

cuzione di una *Carta Fotografica* di tutto il cielo, fino alle stelle di quattordicesima grandezza, insieme con la redazione di un *Catalogo Astrografico* contenente le posizioni delle stelle fino alla undicesima grandezza, ricavate con misure micrometriche da eseguire sulle lastre.

Più precisamente, ogni lastra fotografica doveva comprendere una porzione quadrangolare di sfera celeste di circa due gradi di lato, con la scala di uno o due millimetri per minuto d'arco, corrispondente ad una distanza focale di m. 3,43 o 6,86. Per la « Carta » la durata di ogni posa doveva essere di circa venti minuti [1], mentre per le lastre riservate al catalogo e limitate fino alla undecima grandezza, bastavano pose di circa cinque minuti.

Inoltre, per evitare ogni confusione con eventuali macchiette dovute ad imperfezioni delle lastre, si decise di fare due o tre pose per ogni regione del cielo, in modo che ogni stella fosse rappresentata nella lastra da due o tre punti vicinissimi.

Il lavoro fu diviso tra diciotto Osservatori astronomici, e cioè:

1. Algeri
2. Bordeaux
3. Capo di Buona Speranza
4. Catania
5. Greenwich
6. Helsingfors
7. La Plata (sostituito da Cordoba)
8. Melbourne
9. Oxford
10. Parigi
11. Potsdam (sostit. da Hyderabad)
12. Rio de Janeiro (sostituito da Perth)
13. Santiago (sostituito da Hyderabad)
14. S. Fernando
15. Sidney
16. Tacubaya
17. Tolosa
18. Vaticano.

---

[1] Con un obbiettivo di circa 30 cm. di apertura e lastre al bromuro d'argento, basta un decimo di secondo per fotografare stelle di quarta grandezza. Quindi per fotografare una stella di quattordicesima grandezza, cioè diecimila volte meno splendente, occorrerà, secondo la legge di Abney (n. 57), un tempo circa diecimila volte maggiore, cioè un quarto d'ora.

Non entreremo in dettagli sopra la misura delle lastre che viene eseguita con i procedimenti insegnati dall'Astronomia Sferica, e ci limitiamo solo alle cose essenziali.

Ricorderemo dunque che sopra ogni lastra è impresso

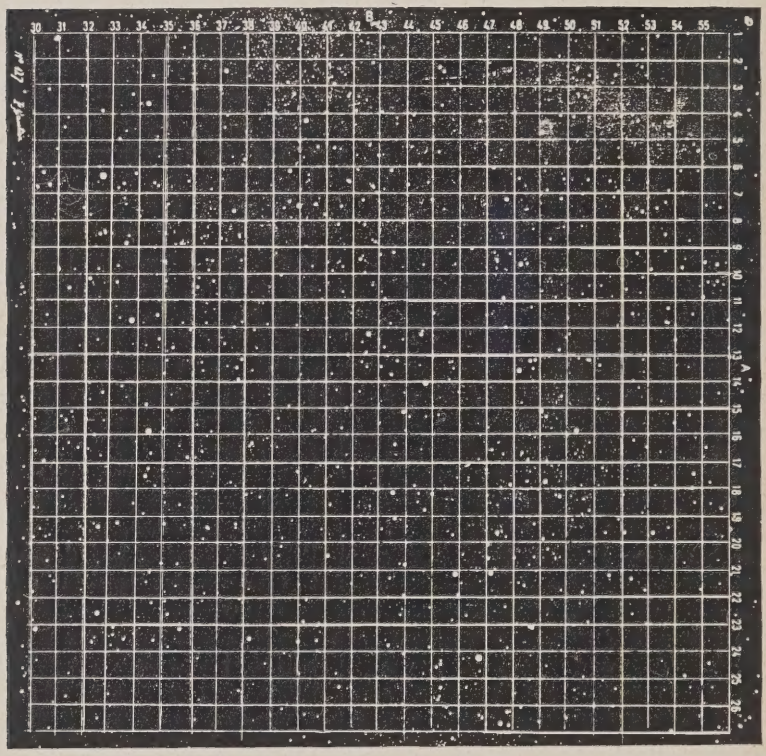


Fig. 82
Lastra fotografica celeste (R. Osservatorio di Catania).

un reticolato quadrangolare, che si dispone con le ascisse nella direzione del parallelo e le ordinate in quella del cerchio orario, e che serve di riferimento per misurare, col macromicrometro, le coordinate x ed y di ciascuna stella.

Ottenute queste coordinate, espresse generalmente in millimetri e millesimi di millimetro, occorre sottoporle ad una riduzione analoga a quella di cui abbiamo parlato in occasione delle parallassi stellari (n. 111). Soltanto dobbiamo os-

servare che, mentre allora l'origine delle coordinate era il baricentro delle stelle di riferimento, questa volta l'origine è un punto prefissato della volta celeste di data ascensione e declinazione, il quale dovrebbe coincidere col centro della lastra fotografica se si potesse puntare il cannocchiale con esattezza assoluta. Con ragionamenti analoghi a quelli già eseguiti (cfr. n. 111 e nota a pie' di pagina) avremo quindi, indicando con X ed Y le *coordinate corrette* ed x, y le coordinate misurate:

$$(223) \qquad \begin{cases} X = ax - by + c \\ Y = ay + bx + d \end{cases}$$

dove a è la *costante di scala*, b quella di *direzione*, c e d sono le *costanti di puntamento* dette anche « *correzioni dello zero* ».

Se il puntamento e la lastra fossero stati disposti con rigore assoluto, si avrebbe $a = 1$, $b = c = d = 0$, mentre in pratica a sarà molto prossimo all'unità e b, c, d molto prossimi a zero.

In tal caso per trovarne i valori si misurano le x, y di stelle (*stelle di riferimento*, *étoiles de repére*) di cui l'ascensione retta e la declinazione siano ben note, ciò che permette di conoscere *a priori* i valori X, Y delle loro coordinate corrette. Adoperando k stelle di riferimento si hanno $2k$ equazioni analoghe alle (223), dalle quali si ricavano le quattro costanti a, b, c, d della lastra considerata, adoperando il metodo dei minimi quadrati.

Termineremo ricordando che il Catalogo astrografico che comprenderà circa due milioni di stelle, è già prossimo alla fine, ed anzi alcune specole (Greenwich, Vaticano, Hyderabad, Perth, ecc.) hanno ormai esaurito il loro compito; meno soddisfacente è invece la compilazione della « *Carta del Cielo* » [1] che del resto presenta minore interesse.

---

[1] Per notizie più dettagliate sullo stato attuale dei lavori cfr.: *Transactions of the International Astr. Union*, Vol. II, pag. 71.

Ma, una volta completato questo grande catalogo astrografico, esso verrà nuovamente ricominciato onde confrontare due milioni di antiche posizioni con altrettante nuove, ciò che ci farà conoscere i moti propri di due milioni di stelle, arrecando all'Astronomia Siderale un contributo di inestimabile valore [1].

122. Cataloghi fotometrici, colorimetrici e spettroscopici. Abbiamo già detto che, confrontando la grandezza visuale con la grandezza fotografica di una stella, si ottiene l'indice del colore che è strettamente connesso col tipo spettrale: si comprende dunque quale intima relazione esista tra fotometria, colorimetria e spettroscopia e come sia opportuno studiare insieme questi tre tipi di cataloghi.

Cominciando dalla fotometria, notiamo anzitutto che tanto la *Bonner Durchmusterung* di Argelander quanto il Catalogo dell'*Astronomische Gesellschaft* registrano le grandezze visuali delle stelle che vi sono contenute; ma si tratta di stime approssimate sulle quali non potrebbe farsi grande affidamento. Il vero creatore della fotometria stellare moderna fu E. C. Pickering [2] (1846-1919) che nell'Osservatorio di Harvard College (Cambridge, Mass. S. U.) da lui diretto, fondò una vera scuola di fotometristi e spettroscopisti e fece egli stesso più di un milione e quattrocentomila puntate col suo fotometro meridiano. E la magnifica serie dei volumi degli *Annals of Harvard College* forma una miniera di notizie e di

---

[1] « Que de belles découvertes ne succederont pas á ce travail laborieux, quand on voit ce que nous révèlent déjà maintenant les mouvements propres d'un certain nombre d'étoiles! Groupe d'étoiles de même origine et de mouvements propres parallèles, découverte de mouvements préfèrentiels, influence d'attractions ou de répulsions peut-être encore inconnues, ou dérivées de la loi de la gravitation universelle, influence de la voie lactée et nouvelles théories dynamiques de l'évolution de l'univers ! ». Henroteau: *Les étoiles simples*, pag. 18 (Paris, Doin).

[2] Nelle *Memorie della Soc. degli Spettroscopisti Italiani* (1919) si trova un'estesa notizia biografica di questo insigne scienziato, scritta dalla sua valorosa collaboratrice Miss. J. Annie Cannon.

dati preziosissimi per ogni specola che voglia dedicarsi alla fotometria o alla spettroscopia.

In particolare, dobbiamo citare la *Revised Harvard Photometry* (« Annals of Harvard Coll. », vol. IV, 1908) che costituisce insieme un ottimo catalogo fotometrico e spettroscopico, comprendente le grandezze visuali, osservate al fotometro meridiano, e la classificazione spettrale di 9110 stelle fino alla grandezza 6,50. Vi è unito un « Supplement » (vol. LIV, of « Harv. Coll. ») che abbraccia le sole grandezze fotometriche (esclusi i tipi spettrali) di 36682 stelle più deboli della grandezza 6,50, mentre un secondo supplemento apparve nel 1913 (vol. LXXIV « of Harv. Coll. ») col titolo di: *A catalogue of 16300 stars observed with the meridian photometer.*

Ma un' opera ancora più vasta è il grande *Henry Draper Catalogue* — così denominato perchè edito con una donazione fatta all' Osservatorio di Harvard dalla signora Draper in memoria del suo defunto marito H. Draper — che contiene il tipo spettrale, la grandezza visuale e quella fotografica (e quindi l' indice del colore) di circa duecentomila stelle, onde può essere considerato come un catalogo fotometrico, colorimetrico e spettroscopico. I primi due volumi (« Annals of Harvard College », 91 e 92), anteriori alla morte del Pickering, apparvero nel 1918 per cura dello stesso Pickering e di miss Annie J. Cannon e abbracciano le stelle da 0^h a 7^h di ascensione retta [1].

Assai importante per gli astronomi pratici è la *Serie Fotometrica delle Pleiadi*, studiata principalmente dal GRAFF [2] e dal MITCHELL [3], che ci da campioni assai utili per i con-

---

[1] Per le misure fotometriche di stelle variabili, oltre alle numerosissime note, memorie ecc. sparse negli atti dei vari Osservatori Astronomici, nelle Astr. Nachr., nell'Astronomical Journal, nell'Astroph. Journal ecc., cfr. A. TASS: *Photometric observations of variable stars*, in « Pubb. of the hungarian astroph. Observatory », Vol. II. Budapest, 1927.

[2] Cfr. « Abh. der Hamburger Sternwarte », Bd. II.

[3] Cfr. « Astronomical Journal », n. 850.

fronti celesti. Riportiamo le grandezza visuali di alcune di esse secondo il Mitchell dell' Osservatorio Mc. Cormick:

Stelle	S. A. 1900	Decl. 1900	$m_{vis.}$
1	3h 40m 5s ,4	+ 24° 12′ 53″	6,41
2	41 32 ,3	23 58 47	6,82
3	42 32 ,6	24 2 17	6,88
4	39 40 ,8	24 1 23	7,23
5	43 58 ,9	24 2 40	7,48
6	41 5 ,1	24 30 36	8,13
7	39 9 ,9	23 56 57	8,59
8	45 28 ,6	23 13 4	8,70
9	42 10 ,2	23 50 0	9,08
10	43 13 ,6	24 19 50	10,16
11	44 51 ,1	24 7 57	10,52
12	43 43 ,7	24 6 35	11,78
13	43 31 ,0	24 0 17	12,25
14	45 54 ,2	23 59 1	12,90
15	43 1 ,7	23 57 39	13,18
16	42 27 ,4	23 53 53	13,53
17	43 45 ,0	24 0 48	13,96
18	43 36 ,9	24 3 36	14,12
19	43 18 ,8	24 2 18	14,44
20	43 14 ,5	23 59 13	15,20

In pratica riesce anche utilissima agli astronomi la *North Polar Sequence*, pubblicata negli « Annali dell' Osservatorio di Harvard » da Henriette S. Leavitt (vol. LXXI) che racchiude una lista di 46 stelle prossime al polo boreale e di grandezze fotografiche crescenti dalla quarta alla ventesima prima, in modo da servire come campione (*standard*) ad altre misure fotometriche. Per comodità dei lettori la riportiamo interamente.

North polar sequence

Stelle	R. A. 1900,0	Decl. 1900	$m_{vis.}$	$m_{fot.}$
1	18h 4m,6	86° 36′,8	4,44	4,48
2	22 21 ,3	85 36 ,3	5,38	5,28
3	23 27 ,8	86 45 ,3	5,62	5,81
4	18 7 ,8	86 59 ,6	5,86	5,99
5	0 55 ,6	88 29 ,3	6,43	6,49

Stelle	R. A. 1900,0	Decl. 1009	$m_{vis.}$	$m_{fot.}$
6	7 58 ,0	88 56 ,0	7,01	7,11
7	11 4 ,2	88 11 ,0	7,44	7,31
8	2 14 ,2	88 42 ,1	7,97	8,23
9	2 42 ,2	88 34 ,1	8,61	8,83
10	3 18 ,9	89 41 ,1	8,94	9,02
11	11 35 ,0	89 29 ,1	9,30	9,55
12	13 51 ,5	89 28 ,9	9,54	9,86
13	15 13 ,6	89 38 ,4	10,25	10,30
14	0 34 ,0	89 51 ,2	10,44	10,65
15	7 43 ,2	89 45 ,3	10,78	11,08
16	20 55 ,2	89 43 ,2	11,07	11,40
17	18 1 ,2	89 40 ,2	11,18	11,63
18	18 43 ,6	89 43 ,6	11,93	12,06
19	17 33 ,6	89 52 ,2	12,22	12,42
20	19 46 ,8	89 55 ,0	12,65	12,73
21	17 21 ,6	89 44 ,6	—	12,96
22	18 15 ,6	89 46 ,2	—	13,19
23	18 30 ,4	89 58 ,6	13,34	13,34
24	17 57 ,2	89 49 ,6	—	13,64
25	17 15 ,6	89 51 ,7	—	13,87
26	18 17 ,2	89 54 ,5	—	14,33
27	23 46 ,8	89 56 ,4	—	14,69
28	10 51 ,4	89 53 ,0	—	15,11
29	10 19 ,8	89 54 ,1	—	15,66
30	11 10 ,0	89 53 ,1	—	16,04
31	15 59 ,2	89 55 ,9	—	16,22
32	5 11 ,2	89 57 ,7	—	16,62
33	18 0 ,0	89 53 ,1	—	16,96
34	15 42 ,7	89 56 ,2	—	17,25
35	8 50 ,0	89 59 ,5	—	17,50
36	18 0 ,0	89 59 ,8	—	17,75
37	20 56 ,0	89 56 ,6	—	17,94
38	18 58 ,0	89 56 ,9	—	18,31
39	21 42 ,2	89 57 ,5	—	18,67
40	0 38 ,6	89 59 ,1	—	19,03
41	21 8 ,8	89 58 ,5	—	19,28
42	9 52 ,3	89 57 ,6	—	19,68
43	20 24 ,4	89 57 ,8	—	20,22
44	20 31 ,3	89 58 ,0	—	20,44
45	20 48 ,1	89 57 ,5	—	20,74
46	7 34 ,4	89 58 ,9	—	21,10

Un altro catalogo fotometrico assai importante è la *Photometrische Durchmusterung des nordlichen Himmels* del

Müller e Kempf dell' Osservatorio di Potsdam (« Publ. des Astr. Obs. zu Potsdam » Bd. XVII), che contiene le grandezze visuali di tutte le stelle del cielo boreale fino ad $m = 7{,}5$, insieme con i loro colori visuali, espressi dai simboli che abbiamo già esaminato [n. 68). Recentemente (1927) ne è stato pubblicato un supplemento che giunge alla grandezza 9,5 per le stelle boreali comprese tra 80 di declinazione e il polo Nord (« Pub. des Astr. Obs zu Potsdam ». Bd. XXVI).

Per brevità nomineremo ancora soltanto tra i cataloghi fotometrici visuali quelli di OGYALLA, del ZINNER [1] e la *Uranometria Oxoniensis* del Pritchard; tra i cataloghi di grandezze fotografiche la *Göttingen Actinometria* dello SCHWARZSCHILD [2] e la *Yerkes Actinometry* del PARKHUST [3] che riporta la grandezza fotografica e visuale, l' indice del colore ed il tipo spettrale di circa settecento stelle comprese tra $+73^\circ$ e $+90^\circ$ di declinazione. E così pure ci contenteremo soltanto di nominare la *North Polar Sequence* dell' Osservatorio del Mt. Wilson [4], che del resto è in buon accordo con quella, già citata, di Harvard, almeno fino alla sedicesima grandezza [5].

Confrontando due cataloghi fotometrici è facile rilevare un fatto analogo a ciò che accennammo a proposito dei cataloghi posizionali. E cioè, prescindendo sempre dagli errori accidentali, si nota una piccola differenza sistematica tra le grandezze delle stelle che vi sono riportate.

In generale, indicando con m ed m' le due grandezze assegnate ad una medesima stella da due cataloghi differenti, si ha con approssimazione:

$$m - m' = \alpha + \beta c \tag{224}$$

---

[1] Cfr. E. ZINNER: *Helligkeitsverzeichnis von 2373 sternen, bis zur grosse 5,5.* (Veroff. der Sternwarte zu Bamberg, 1926).

[2] Cfr. « Astr. Mitt. d. Sternw, zu Gottingen », 1912.

[3] Cfr. « Astroph. Journ. », vol. 36.

[4] Cfr. *Contribution from the Mt. Wilson Solar Observatory* n. 70.

[5] Cfr. SEARES: *The photometric magnitude scala of the North Polar Sequence*, « Astr. Journ. », XXXVIII e *Photographic and Photovisual Magnitudes of Stars near the North Pole*, « Astr. Journ. », XLI.

dove α e β sono due costanti e c l'indice del colore, ciò che mostra come tale differenza dipenda sia dalla diversa origine della scala delle grandezze, sia dalla diversa influenza esercitata [1] nei singoli osservatori dal colore stellare. Inoltre occorre *ridurre allo zenit* (n. 14 e 72) le osservazioni fotometriche eseguite e l'incertezza dell'assorbimento atmosferico è un'altra causa di differenze tra i vari cataloghi.

Aggiungiamo che il fenomeno è reso più complicato dal fatto che anche nella determinazione degli indici del colore vi è una certa differenza tra il risultato (C_m) ottenuto confrontando le grandezze fotografiche con le visuali, e quello (C_e) ottenuto col metodo del rapporto dei tempi di esposizione, come mostra la seguente tabella [2].

m_{ph}	$C_m - C_e$	m_{ph}	$C_m - C_e$
3,0	0,00	11,3	− 0,02
3,8	+ 0,02	12,8	+ 0,03
6,8	+ 0,02	13,9	+ 0,01
8,6	− 0,08	14,4	+ 0,03
10,1	− 0,08	15,3	0,00

Tuttociò indica la convenienza di adottare un unico sistema di riferimento, sia per le grandezze stellari come per gli indici del colore, ma gli studi eseguiti su questo punto non sono ancora giunti ad un risultato interamente soddisfacente [3]. Per ora la maggioranza degli astronomi, nelle osservazioni visuali adotta il sistema di Harvard o quello di Mt. Wilson e, per le misure fotografiche, sceglie lo zero in modo da avere coincidenza tra la grandezza fotografica e la grandezza visuale per stelle bianche comprese tra $m = 5{,}5$ ed $m = 6{,}5$. In ogni modo, eseguendo osservazioni fotometriche, è sempre necessario di citare quale sia il sistema di riferimento che si adotta come campione.

---

(1) Cfr. J. A. Parkhurst, mem. cit. « Astroph. Journ. », Vol. XXXVI.

(2) Cfr. « *Transactions of the Inter. Astr. Union* », Vol. I, pag. 80.

(3) Cfr. F. Seares: *Some relations betwen magnitude scales* e *Reduction to the international System ecc.* in « Astroph. Journal », Vol. LXI, 1925.

Ci resta ancora a dare qualche cenno sopra i cataloghi colorimetrici visuali, che, del resto, sono ora meno usati che nel passato.

Procedendo per ordine cronologico, nomineremo anzitutto quello del P. BENEDETTO SESTINI, eseguito a Roma (1844-46) e pubblicato da HAGEN [1] insieme con i cataloghi di Kruger e di Osthoff, e con i risultati delle proprie osservazioni. Ed, a tale proposito, è importante ricordare che il P. Sestini abituava i propri occhi a discernere lievi differenze di colorazione, esaminando da lungi una sferetta di cristallo illuminata, a piacere, ora con l'uno ora con l'altro colore dello spettro solare.

Segue il catalogo di SCHJELLERUP [2] ripubblicato nel 1877 con molte aggiunte dal SECCHI [3] col nome di *Prodromo*, le stime di W. S. FRANKS riportate nel volume XIV degli *Annals of Harvard College*, il catalogo del KRUGER [4], la *Photometrische Durchmusterung* di Potsdam, il catalogo di OSTHOFF [5] ecc.; ed è inutile avvertire che tra essi si notano lievi differenze sistematiche analoghe a quelle dei cataloghi fotometrici e posizionali [6].

Ma, terminando questo paragrafo, crediamo utile aggiungere una lista delle grandezze visuali degli astri più luminosi, che riportiamo nella seguente tabella [7]:

---

[1] Cfr. *I colori stellari di B. Sestini, esposti in nuovo ordine e riosservati da J. Hagen*, Spec. Astr. Vaticana III, Roma 1911.

[2] Cfr. « Astr. Nachr. », n. 1591.

[3] Cfr. A. SECCHI: *Le Stelle.*, Milano, Dumolard, 1877.

[4] Cfr. KRUGER: *Katalog der farbigen Sterne*, Kiel 1893, e Vol. III, Spec. Vatic.

[5] OSTHOFF: *Die Farben der Fixsterne*, « Astr. Nacher. Bd. « 153.

[6] Cfr. G. ARMELLINI: CONTI. - *Sul confronto dei cataloghi colorimerici di Hagen, Sestini, Osthoff* e *Kruger*, « Rend. R. Acc. Lincei » 1927.

[7] Per le lunghezze d'onda effettive citiamo le *Determinations of effective wavelenghts of stars made at Greenwich*, 1920-25. Per le misure radiometriche cfr. G. ABBOT: *Radiometer measurements of stellar energy spectra* in « Contr. Mt. Wilson 280 » e « Astroph. Journal LX ». Infine, per il confronto tra i tipi spettrali e l'indice del colore cfr. « *Comparison of Colour-index and Class of spectrum* » in « Ann. of

Astro	Grandezza visuale	Autorità
Sole	— 26,72	Russel
Luna piena	— 12,14	F. W. Wery
Venere (massimo splendore)	— 4,59	»
Giove (opposizione media)	— 2,23	»
Marte (opposizione media)	— 1,79	»
α Canis Majoris (Sirio)	— 1,58	Harvard Rev. Phot.
α Navis Argus (Canopo)	— 0,86	»
α Centauri	+ 0,06	»
α Lyrae (Wega)	0,14	«
α Aurigae (Capella)	0,21	»
α Bootis (Arturo)	0,24	»
β Orionis (Rigel)	0,34	»
α Canis Minoris (Procione)	0,48	»
α Eridani (Acharnar)	0,60	»
β Centauri	0,86	»
α Orionis (Betelgeuse)	0,92 *var.*	»
α Tauri (Aldebaran)	1,06	»
α Virginis (Spica)	1,21	»
β Geminorum	1,21	»
α Scorpii (Antares)	1,22	»
α Piscis Australis (Fomalhaut)	1,29	»
α Cygni (Deneb)	1,33	»
α Leonis (Regolo)	1,34	»

123. Cataloghi di velocità radiale e di parallasse. Come l'Osservatorio di Harvard College si è specialmente dedicato alla fotometria, così quello di Lick (Mount Hamilton, California), sotto la guida del prof. W. W. Campbell, si è occupato con gran successo della determinazione delle velocità

Harvard College » vol. 80. Aggiungiamo ancora che recentemente Baade e Malmquist (Hamb. Mitt. 5, N. 21) hanno nuovamente determinato gl'indici del colore della North Polar Sequence col metodo del rapporto dei tempi di esposizione.

radiali delle stelle servendosi del grande riflettore di Crossley e creando anche una succursale australe a Santiago nel Chile. E nel penultimo Congresso Internazionale degli Astronomi (Cambridge, luglio 1925) presentò come programma — ora già esaurito [1] — la determinazione delle velocità radiali delle stelle più brillanti della grandezza 5,51.

Ma per le stelle più deboli si mostrava la necessità di utilizzare i massimi riflettori di cui potesse disporre l'Astronomia, onde raccogliere una quantità di luce sufficiente per subire la dispersione attraverso lo spettrografo. Ed a tale scopo l'Osservatorio di *Mt. Wilson*, che possiede uno specchio di m. 2,57 di apertura, si è inteso con l'Osservatorio canadese di *Victoria* [2], che ha lo specchio di m. 1,83 per la determinazione delle velocità radiali delle stelle comprese tra la quinta e la nona grandezza. Una parte del programma è già compiuta e i risultati possono trovarsi negli Atti dei nominati Osservatori che sarebbe troppo lungo riferire per esteso.

Citiamo ancora l'Osservatorio di *Yerkes* (Università di Chicago) che nel nominato Congresso di Cambridge portò un programma di velocità radiali di mille stelle, le osservazioni di Deslandres a *Meudon*, quelle del Ludendorff a *Postdam*, del Belopolsky a *Poulkovo*, ed infine le ricerche dell'Osservatorio *Lowell* (Flagstaff Arizona) per le velocità radiali delle nebulose spirali e dei clusters. Molti dei risul-

---

(1) Cfr. *Lick Observatory Publ.* (vol. XVI-1928) ove si trova una lista di velocità radiali di 2400 stelle. Nella prefazione è accuratamente descritto il metodo seguito.

(2) Ricordiamo p. es. il volume II delle « *Publ. of Dominion Astroph. Observatory, Victoria* » che riporta le velocità radiali di 594 stelle, la memoria di W. Adams « *The radial velocities of 1013 stars* (Mt. Wilson Observ. 258 e Astroph. Journ., LVII), quella di B. E. Frost « *Radial velocities of 368 helium stars* » (Astroph. Journ., LXIV), quella di P. Merrill « *The radial velocities of long period variable stars* » Astroph. Journ., LVIII) ecc. Aggiungiamo che negli atti del terzo Congresso Astronomico internazionale (Leida, 1928) si trova una lista di stelle destinate a servire come confronto (standard) per la determinazione delle velocità radiali con lo spettrocomparatore (cfr. n. 98).

tati sono riassunti nel *First Catalogue of radial Velocities* del VOUTE (Welteyreden - Dutch East India 1920).

Passando ora alle parallassi trigonometriche nominiamo il catalogo del BIGOURDAN (« Bulletin Astronomique, » 1909), il catalogo del KAPTEYN (« Groning. Pub. » n. 24, 1910), il catalogo del WALKEY (« British Astron. Assoc. » 1917), che contiene 625 stelle ed il *General Catalogue of Stellar Parallaxes* di F. SCHLESINGER che riporta le parallassi di 1870 stelle (Yale University Observatory, 1924). In particolare, tra le parallassi eseguite visualmente al meridiano, oltre alle misure dell' ABETTI a cui già accennammo, ricordiamo quelle di A. S. FLINT [1]; tra le parallassi fotografiche citiamo quelle eseguite dal MAANEN con il riflettore di 60 pollici dell'Osservatorio di Mt. Wilson [2], quelle dell'Osservatorio di LEANDER Mc. CORMICK [3], quelle dello SCHLESINGER all'Osservatorio di Yerkes riportate più volte nell' « Astrophysical Journal », quelle del GILL del Capo di Buona Speranza, [4] ecc.

Per le parallassi spettroscopiche ricordiamo soltanto le quattro liste di 3000 parallassi osservate da W. ADAMS a MT. WILSON [5], quella di 130 parallassi di K. LUNDEMARK [6], e quella di 1105 parallassi dell'Osservatorio Victoria (Cfr. Publ. of Dominion Astroph. Observ. Vol. III, 1924).

---

(1) Cfr. A. S. FLINT: *Results for stellar parallax from meridian transit* nell' « Astr. Journ. », Vol. XXVII.

(2) Cfr. « Astr. Journ. », Vol. XXXI, pag. 21; Vol. XXXII, pag. 86 e Vol. XXXIII, pag. 9.

(3) Cfr. *Parallaxes of 260 Stars derived from Photographs made at L. M. Cormick Obs.*, 1920.

(4) Cfr. p. es. GILL: *Cape Annals*, Vol. VIII.

(5) Cfr. *The luminosities and parallaxes of five hundred stars by W. Adams.* « Astroph. Journal », XLVI; *The absolute magnitudes and porallaxes of 410 stars of type M; The parallaxes of 1646 stars derived by spectroscopic method; A spectroscopic method of determining the absolute magnitudes of A type stars and the parallaxes of 544 stars,* in « Astroph. Journal », LXIV, LIII, LVI.

(6) Cfr. « Lick Observatory Bull. », n. 339.

Termineremo riportando le parallassi di alcune stelle più vicine:

Stella	π	Stella	π
Proxima Centauri	0″,765 ± 0,021	61 Cygni	0″,300 ± 0,003
α Centauri	0,758 ± 0,010	Lacaille 9352	0,292 ± 0,006
Stella di Barnard	0,538 ± 0,004	Groombridge 34	0,282 ± 0,006
Lalande 21185	0,392 ± 0,006	ε Indi	0,281 ± 0,040
Sirio	0,371 ± 0,004	Kruger 60	0,267 ± 0,004
Procione	0,312 ± 0,006	Stella di V. Maanen	0,255 ± 0,008
ε Eridani	0,310 ± 0,008	Cordoba 29191	0,253 ± 0,028

124. Cataloghi di stelle multiple e di stelle variabili. Prescindendo dagli antichi cataloghi di Herschel e di Struve, cominceremo col ricordare il catalogo di 1321 stelle doppie del P. Angelo Secchi (Roma, Mem. Oss. Coll. Rom., 1860), il *Catalogue des Etoiles doubles* del Flammarion (Paris, Gauthier Villars, 1878), le *Misure micrometriche di stelle doppie e multiple* di E. Dembowsky (Roma, Acc. Lincei 1883-1884), le *Misure di stelle doppie* di G. V Schiaparelli (Milano, Hoepli, 1888-1909), il *Catalogue of double Stars* dell'Osservatorio di Greenwich (London, 1921) e, sopra tutto, il *General Catalogue of Double Stars* di S. W. Burnham (Washington, Carnegie Inst., 1921) del quale si sta ora pubblicando [1] una nuova edizione aggiornata a tutto il 1926. Va anche ricordato il recentissimo Catalogo fotografico del P. Stein (Specola Vaticana, Serie III), che abbraccia le stelle doppie contenute nella zona astrografica vaticana.

Per le stelle binarie spettroscopiche notiamo i due Cataloghi del Campbell inseriti nei Bollettini dell'Osservatorio di Lick (1905 e 1910), quello assai più esteso del Moore [2]

---

[1] Per le stelle doppie australi cfr. Innes, *Preliminary Catalogue of Soulern Double Stars* che si estende dal polo australe alla declinazione — 19°. Il nuovo Catalogo del Burtham si estende invece dal polo nord a — 30°.

Tra le più recenti misure di doppie citiamo soltanto le « *Measures of a selected list of double stars* » di G. Aitken (Lick Observ. Bull. 1924).

[2] Il più lungo periodo di rivoluzione, trovato per le doppie spettroscopiche, è di circa 15 anni (ε *Hydrae*), onde alcune doppie spettro-

(id. 1924), che ne contiene 1054 e varie liste riportate nelle pubblicazioni dell'Osservatorio Victoria (Canadà).

Passando ora alle stelle variabili, vanno citati i tre Cataloghi dello CHANDLER (« Astron. Journ », n. 179, 300, 393, 553) e, più recentemente, l'importantissimo « *Second Catalogue of variable stars* di MISS ANNIE J. CANNON (« Annals of Harvard College » vol. LV, 1907). Quest' ultimo comprende duemila variabili, di cui dà le coordinate celesti, il massimo ed il minimo, la durata del periodo, l'epoca, la classe, il tipo spettrale ed il nome dello scopritore, mentre nella seconda parte (vol. LV, 1909) sono dati i massimi e i minimi raggiunti dalle variabili a lungo corso.

Ma l'opera fondamentale sopra le stelle variabili è forse la *Geschichte und Literatur des Lichtwechsels* del Müller e Hartwig (Leipzig, Poeschel, 1918-20) che contiene circa duemila variabili, ed indica il comportamento di ciascuna di esse e tutta la letteratura scientifica che vi si riferisce. Si deve aggiungere però che il numero delle variabili conosciute aumenta annualmente, e nuove liste vengono spesso pubblicate sia nei giornali astronomici (« Astr. Nachr. »; « Monthly Notices », ecc.) come nei Bollettini degli Osservatori Astronomici (Lick, Harvard Coll., ecc.).

Per ciò che riguarda poi le osservazioni delle variabili, riesce grandemente utile il già citato *Atlas Stellarum*

---

scopiche (δ *Equulei*, ε *Hydrae* ecc.) possono essere separate con potenti cannocchiali, mentre inversamente in alcuni casi, è possibile di trovare spettroscopicamente la velocità radiale relativa delle componenti di sistemi binari separabili col canocchiale. Così WRIGHT è riuscito a determinare spettroscopicamente la velocità radiale relativa delle due componenti di α *Centauri*, deducendone (cfr. n. 115), per la parallasse, il valore $\pi'' = 0'',73$ che è in buon accordo con la parallasse trigonometrica. Analogamente HUSSEY ha trovato $0'',07$ per la parallasse di δ *Equulei*. HENROTAU $0''25$, per quella di κ *Pegasi* ecc.

Giustamente quindi scrive il GUTHNICK essere impossibile eseguire una netta separazione tra stelle binarie visuali e stelle binarie spettroscopiche, giacchè alcune appartengono simultaneamente all' una e all'altra classe (Cfr. *Die Kultur der Gegenwart, Astronomie* p. 417; Teubner, Leipzig, 1921).

Variabilium del P. Hagen (Berlino, Dames), che riporta in tavole separate la posizione celeste di ciascuna variabile, insieme con quella delle stelle vicine destinate a servire di confronto, accompagnando il tutto con un opportuno testo esplicativo (cfr. n. 17). E così pure vanno ricordate, a tale proposito, le misure fotometriche di Schönfeld sopra le stelle di confronto [1].

125. Cataloghi di Nebulose. Vedemmo già che MESSIER (« Ac. des Sciences », 1771 ; « Conn. des Temps », 1781) costruì un primo catalogo di 103 nebulose, al quale seguirono i tre cataloghi di W. HERSCHEL (« Phil. Trans. of the Royal Soc. », London 1786, 1789, 1802) che comprendono duemila e seicento nebulose.

Più tardi, dopo altri cataloghi preliminari del Dunlop (« Phil. Trans. », 1828) e di J. Herschel, fu pubblicato dallo stesso J. HERSCHEL, il *General Catalogue of Nebulae and Clusters* (« Philosoph. Trans. », 1865) dove sono notati 5079 oggetti celesti. Ma il lavoro moderno più importante è il *New General Catalogue of Nebulae and Clusters* del DREYER (« Mem. of the R. Astr. Soc. », 1888) che abbraccia 7840 oggetti e al quale fa seguito un primo supplemento (1894) con 1529 oggetti, ed un secondo supplemento (1908) con 3857 oggetti, arrivando così ad un totale di 13226.

Ma, la potenza sempre crescente degli strumenti, e sopra tutto la fotografia celeste che, con esposizioni di parecchie ore, permette di rivelare anche oggetti di debolissimo splendore, fa aumentare ogni anno il numero delle nebulose e dei clusters che si conoscono. E negli atti dei vari Osservatori Astronomici (e specialmente di Mt. Wilson, Mt. Hamilton, Harvard College, Capo di Buona Speranza, ecc.) vengono spesso riportate nuove liste tra le quali citeremo solo il Catalogo di *Nebulae discovered at the Harvard College Observatory* (« Ann. of Harv. Coll. », vol. LX) e quello di S. I. BAILEY « 1659 *New Nebulae* » in « Ann. of Harv. Coll. » vol. LXXII.

---

[1] Cfr. *Schönfeld's comparison stars for variables.*, « Ann. Harv Coll. », LXIV.

Inoltre, per quanto riguarda la parte descrittiva, hanno speciale importanza le *Photographs of Nebulae and Clusters made with the Crossley Reflector* (Vol. VIII delle Pubb. dell'Oss. di Lick, 1908) insieme con gli « *Studies of the Nebulae made at the Lick Observatory, University of California* » (Vol. XIII) pubblicati nel 1918 per le feste cinquantennarie dell'Università di California. Specialmente nella seconda di queste opere il lettore potrà trovare preziose indicazioni sopra le velocità radiali delle nebulose, sopra i loro spettri ecc. oltre a numerose fotografie spesso riprodotte da vari trattati.

Notiamo ancora, per terminare, il *Preparatory Catalogue for a Durchmusterung of Nebulae* di HAGEN e BECKER che comparirà nel VI volume della Specola Vaticana, e, per le nebulose oscure, la *Durchmusterung of Obscure Nebulae* di HAGEN, che farà parte del volume stesso, oltre ad un catalogo preliminare del BARNARD che contiene 182 nebule oscure [1].

Ed ora, dato uno sguardo d'insieme alle maraviglie del cielo stellato, esaminati i metodi di cui si vale l'Astronomia Siderale per le proprie misure, e ricordate le opere principali che servono di fonte alle ricerche degli studiosi, dovremo occuparci della costituzione delle stelle, della loro vita ed evoluzione, con particolare riguardo alle stelle multiple e alle variabili. E ciò sarà oggetto del secondo volume di questo trattato.

---

[1] Cfr. « *Proc. of the Nat. Ac. of Sciences of Washington* » 1.

APPENDICE

Catalogo di stelle fino alla terza grandezza.

Per comodità dei lettori riportiamo un breve catalogo di stelle fino alla terza grandezza.

In proposito avvertiamo che le grandezze visuali *m* sono tratte dalla *Revised Harv. Photometry*, i tipi spettrali *Sp* dal *Catalogue H. Draper*, (Harv. Ann., vol. 91-99), le parallassi π dal catalogo dello *Schlesinger*, e le velocità radiali V (in km./sec.) da Lick. I moti propri annuali — da non confondersi con le « variazioni annue » nelle quali si tiene conto anche dello spostamento apparente prodotto dalla precessione degli equinozi — sono ricavati dal sistema dell' *American Ephemeris* e sono espressi in decimillesimi di secondo di tempo per quelli in ascensione retta μ_α ed in millesimi di secondo di arco per quelli in declinazione μ_δ. Le lettere *bs* indicano che si tratta di una binaria spettroscopica e la lettera *d* di una stella doppia visuale; in questo caso ci riferiamo generalmente alla più luminosa delle due componenti oppure al centro di gravità (*c*, *g*) del sistema.

Data la parallassi di un astro se ne ricava immediatamente la distanza, come abbiamo già visto nel testo. Egualmente abbiamo dato le formole per dedurre, dai moti propri e dalla parallasse, le due componenti della velocità trasversa dell'astro in Km./sec.; ed allora — se si conosce la terza componente e cioè la velocità radiale V — se ne ricava immediatamente la velocità totale W.

Infine sarà inutile ricordare come, conoscendo la grandezza apparente *m* e la parallassi π di un astro, sia facile ricavare la sua grandezza assoluta M e quindi la sua luminosità paragonata p. es. a quella del Sole. Quanto alla temperatura ed al colore, sappiamo come siano collegati col tipo spettrale *Sp*.

N	Stella	α 1900,0	δ 1900,0	μ_α	μ_δ	*m*	*Sp*	π	V
		h m							
1	α Andromedae (*bs*)	0 3	28° 32′	94	— 157	2,15	AOp	0″,060	*var.*
2	β Cassiopeiae.	4	58 36	664	— 177	2,42	F5	071	11,8
3	γ Pegasi (*bs*)	8	14 38	— 6	— 2	2,87	B2		4,9
4	β Hydri	20	— 77 49	6950	312	2,90	GO	141	23,0
5	α Phoenicis (*bs*)	21	— 42 51	182	— 385	2,44	KO		74,2
6	α Cassiopeiae	35	55 59	51	— 24	*var.*	KO	016	— 4,1
7	β Ceti	39	— 18 32	162	43	2,24	KO	042	13,3
8	γ Cassiopeiae (*d*)	51	60 11	24	0	2,25	BOp	036	— 4,0
9	β Andromedae	1 4	35 5	138	— 109	2,37	Ma	045	0,5
10	δ Cassiopeiae	19	59 43	386	— 41	2,80	A5		9,0
11	α Urs. min. (*Polare, d*)	23	88 46	1714	— 2	2,12	F8	007	*var.*
12	α Eridani (*Achernar*)	34	— 57 44	117	— 26	0,60	B5	049	19,0
13	β Arietis	49	20 19	65	— 104	2,72	A5	064	*var.*
14	α Hydri	56	— 62 3	373	40	3,02	FO		7,0
15	γ Andromedae (*d*)	58	41 51	38	— 47	2,28	KO	007	— 11,5
16	α Arietis	2 2	22 59	133	— 141	2,23	K2	033	— 14,1
17	ο Ceti (*Mira*)	14	— 3 26	— 8	— 223	*var.*	Md	062	62,2
18	α Ceti	57	3 42	— 10	— 68	2,82	Ma	011	— 25,3
19	β Persei (*Algol, bs*)	3 2	40 34	— 2	4	*var.*	B8		*var.*
20	α Persei (*Algenib*)	17	49 30	23	— 20	1,90	F5	015	— 2,1
21	η Tauri (*Alcione, d*)	41	23 48	8	— 41	2,96	B5d	007	5,0
22	ζ Persei (*d*)	48	31 55	— 2	— 10	2,91	B1		19,2
23	ε Persei (*d*)	51	39 43	15	— 21	2,96	B1		*var.*

N	Stella	α 1900,0	δ 1900,0	μ_α	μ_δ	*m*	*Sp*	π	V
		h m							
24	α Tauri (*Aldebaran*)	4 30	16 18	39	— 185	1,06	K5	0″,057	54,9
25	ι Aurigae	50	33 00	— 5	— 13	2,90	K2	018	17,5
26	β Eridani	5 3	— 5 13	— 70	— 76	2,92	A3	052	— 11,0
27	α Aurigae (*Capra, d*)	9	45 54	77	— 421	0,21	GO	075	30,2
28	β Orionis (*Rigel, d*)	10	— 8 19	— 6	4	0,34	B8p	006	*var.*
29	γ Orionis (*Bellatrice*)	20	6 16	— 13	— 6	1,70	B2	019	18,7
30	β Tauri	20	28 31	13	— 174	1,78	B8	024	11,0
31	β Leporis	24	— 20 50	— 15	— 85	2,96	GO	004	— 13,8
32	δ Orionis (*d*)	27	— 0 22	— 7	6	2,48	BO	009	*var.*
33	α Leporis	28	— 17 54	— 7	10	2,69	FO	014	24,5
34	ι Orionis (*d*)	31	— 5 59	— 6	13	2,89	Oe5		21,3
35	ε Orionis	31	— 1 16	8	4	1,75	BO	005	25,4
36	ζ Tauri (*bs*)	32	21 5	— 4	— 18	3,00	B3p		*var.*
37	ζ Orionis (*d*)	36	— 2 0	— 6	9	2,05	BO		19,0
38	α Columbae	36	— 34 8	— 15	— 16	2,75	B5p		39,0
39	κ Orionis	43	— 9 42	— 2	0	2,20	BO	029	21,7
40	α Orionis (*Betelgeuse, bs*) . .	50	7 23	11	14	var.	Ma	017	20,8
41	β Aurigae (*bs*)	52	44 56	— 59	— 1	2,07	AOp	034	— 18,7
42	θ Aurigae (*d*)	53	37 12	34	— 76	2,72	AOp	016	29,0
43	β Canis Maioris, (*bs*)	6 18	— 17 54	— 13	3	1,99	B1	012	*var.*
44	α Argus (*Canopo*)	22	— 52 38	9	30	— 0,86	FO	005	20,7
45	γ Geminorum (*bs*)	32	16 29	19	— 43	1,93	AO	043	— 11,3

N	Stella	α 1900,0	δ 1900,0	μ_α	μ_δ	*m*	*Sp*	π	V
		h m							
46	α Canis Mai. (*Sirio, dcg*) . .	41	— 16 35	— 374	— 1209	— 1,58	AO	0″,371	— 7,5
47	τ Argus	47	— 50 30	8	— 58	2,83	KO		36,0
48	ε Canis Maioris (*d*)	55	— 28 50	— 10	2	1,63	B1		28,3
49	δ Canis Maioris	7 4	— 26 14	— 14	8	1,98	F8p	010	34,5
50	π Argus (*bs*)	14	— 36 55	— 20	19	2,74	K5		15,5
51	α_1 Geminorum (*Castore*) . . .	28	32 6	— 142	— 103	1,99	AO	077	— 1,2
51 bis	α_2 Geminorum (*Castore, bs*) .	28	32 6	— 142	— 103	2,85	AO	077	6,0
52	α Can. Minor. (*Procione, dcg*)	34	5 29	— 485	— 1035	0,48	F5	312	— 3,0
53	β Geminor. (*Polluce*)	39	28 16	— 484	— 51	1,21	KO	101	3,6
54	ζ Argus	8 00	— 39 43	— 37	21	2,27	Od		— 20,0
55	ρ Argus	3	— 24 1	— 73	51	2,88	F5	028	45,9
56	γ Argus (*d*)	6	— 47 3	— 25	10	1,92	Oap		35,0
57	ε Argus	20	— 59 11	— 51	18	1,74	KO		11,9
58	δ Argus (*d*)	42	— 54 20	4	— 73	2,01	AO		2,0
59	λ Argus	9 4	— 43 2	— 33	15	2,22	K5		18,5
60	β Argus	12	— 69 18	— 298	103	1,80	AO		— 5,0
61	ι Argus	14	— 58 51	— 30	9	2,25	FO		13,2
62	κ Argus (*bs*)	19	— 54 35	— 24	11	2,63	B3		21,7
63	α Hydrae	23	— 8 14	— 17	34	2,16	K2	006	— 3,9
64	N Argus	28	— 56 36	— 58	4	3,04	K5		— 13,9
65	α Leonis (*Regolo*)	10 3	12 27	— 178	7	1,34	B8	058	7,0
66	γ Leonis (*d*)	14	20 21	209	— 154	2,61	KO	004	— 36,0
67	θ Argus	39	— 63 52	— 31	19	3,03	BO		*var.*

N		STELLA	α 1900,0	δ 1900,0	μ_α	μ_δ	*m*	*Sp*	π	V
			h m							
68	η	Argus	41	— 59 10	— 4	3	var.	Pec.		— 25,0
69	μ	Argus (*d*)	42	— 48 54	66	— 45	2,86	G5		7,3
70	β	Ursae Maioris (*bs*)	56	56 55	94	36	2,44	AO	0″,047	— 11,4
71	α	Ursae Maioris (*bs*)	58	62 17	181	68	1,95	KO	074	— 9,0
72	δ	Leonis	11 9	21 4	96	— 134	2,58	A3	078	— 19,0
73	β	Leonis (*Denebola*)	44	15 8	— 350	— 117	2,23	A2	101	0,0
74	γ	Ursae Maioris	49	54 15	99	13	2,54	AO	004	— 13,0
75	δ	Centauri	12 3	— 50 10	— 45	— 14	2,88	B3p		
76	γ	Corvi (*bs*)	12 11	— 16 59	— 118	22	2,78	B8		*var.*
77	α_1	Crucis	21	— 62 33	— 52	— 21	1,58	B1	030	*var.*
77bis	α_2	Crucis	21	— 62 33	67	— 6	2,09	B2		
78	γ	Crucis	26	— 56 33	20	— 262	1,61	Mb		21,4
79	β	Corvi	29	— 22 51	— 5	— 55	2,84	G5	028	— 7,1
80	α	Muscae	31	— 68 35	— 71	— 15	2,94	B3		18,0
81	γ	Centauri (*d*)	36	— 48 24	— 205	— 7	2,38	AO		— 8,0
82	γ	Virginis (*d*)	36	— 0 54	— 386	16	2,91	FO	073	— 20,0
83	β	Crucis	42	— 59 9	— 58	— 15	1,50	B1	008	20,0
84	ε	Ursae Maioris (*bs*)	50	56 30	131	0	1,68	AOp	042	— 8,0
85	α	Can. Ven. (*d*)	51	38 51	— 209	51	2,90	AOp	015	— 2,3
86	ε	Virginis	57	11 30	— 194	26	2,95	KO	048	— 13,5
87	ι	Centauri	13 15	— 36 11	— 289	— 86	2,91	A2		0,0
88	ζ	Ursae Maioris (*d*)	20	55 27	134	— 27	2,40	A2p	038	*var.*
89	α	Virginis (*Spica, bs*)	20	— 10 38	— 34	— 30	1,21	B2	009	*var.*

N	Stella	α 1900,0	δ 1900,0	μ_α	μ_δ	*m*	*Sp*	π	V
		h m							
90	ε Centauri	34	— 52 57	— 31	— 8	2,56	B1		6,0
91	η Ursae Maioris	44	49 49	— 133	— 11	1,91	B3		— 16,0
92	η Bootis (*bs*)	50	18 54	— 55	— 361	2,80	GO	0″,098	*var.*
93	β Centauri (*bs*)	57	— 59 53	— 36	— 23	0,86	B1	036	*var.*
94	θ Centauri (*d*)	14 1	— 35 53	— 432	— 519	2,26	KO		1,8
95	α Bootis (*Arturo*)	11	19 42	— 787	— 1995	0,24	KO	080	— 5,4
96	γ Bootis	28	38 45	— 107	— 153	3,00	FO	058	— 35,0
97	η Centauri	29	— 41 43	— 35	— 27	2,65	B3p		0,0
98	α Centauri (*dcg*)	33	— 60 25	— 4904	725	0,06	GO	758	22,2
99	α Lupi (*bs*)	35	— 46 58	— 29	— 17	2,89	B2		7,0
100	ε Bootis (*d*)	41	27 30	— 48	20	2,70	KO	016	17,7
101	α Librae (*d*)	45	— 15 38	— 79	— 67	2,90	A3		*var.*
102	β Ursae Minoris	51	74 34	— 89	8	2,24	K5	011	16,9
103	β Lupi (*bs*)	52	— 42 44	— 48	— 40	2,81	B2p		0,0
104	β Librae (*bs*)	15 12	— 9 1	— 74	— 18	2,74	B8		*var.*
105	γ Lupi (*d*)	28	— 40 50	— 22	— 21	2,95	B3		6,0
106	α Cor. Bor. (*Gemma*, *bs*) . . .	30	27 3	79	— 92	2,31	AO	053	0,4
107	α Serpentis	39	6 44	82	48	2,75	KO	046	3,0
108	β Tr. Australis	46	— 63 7	— 289	— 397	3,04	FO		1,0
109	π Scorpii (*bs*)	53	— 25 50	— 20	— 23	3,00	B2		*var.*
110	δ Scorpii (*bs*)	54	— 22 20	— 17	— 21	2,54	BO		
111	β Scorpii (*d*)	16 0	— 19 32	— 10	— 18	2,90	B1		— 1,0

N	Stella	α 1900,0	δ 1900,0	μ_α	μ_δ	*m*	*Sp*	π	V
		h m							
112	δ Ophiuchi	9	— 3 26	— 37	— 142	3,03	Ma	0″,040	— 19,9
113	η Draconis (*d*)	23	61 44	— 44	60	2,89	G5	042	— 11,2
114	α Scorpii (*Antares*, *d*)	23	— 26 12	— 13	— 18	1,22	Ma-A3	026	— 3,0
115	β Herculis (*bs*)	26	21 42	— 79	— 16	2,81	KO	030	— 25,8
116	τ Scorpii	30	— 28 1	— 15	— 21	2,91	BO		1,3
117	ζ Ophiuchi	32	— 10 22	4	28	2,70	BO		— 20,0
118	ζ Herculis (*d*)	38	31 47	— 381	393	3,00	GO	111	— 71,0
119	α Tr. Australis.	38	— 68 51	42	— 37	1,88	K2		— 3,4
120	ε Scorpii	44	— 34 7	— 496	— 247	2,36	KO		— 2,3
121	η Ophiuchi (*d*)	17 5	— 15 36	22	97	2,63	A2		— 1,2
122	β Arae.	17	— 55 26	— 15	— 29	2,80	K2		— 0,8
123	υ Scorpii	24	— 37 13	2	— 28	2,80	B3		*var.*
124	α Arae.	24	— 49 48	— 34	— 69	2,97	B3p		*var.*
125	λ Scorpii (*bs*)	27	— 37 2	— 8	— 24	1,71	B2		*var.*
126	β Draconis	28	52 23	— 27	14	2,99	GO	004	— 20,9
127	θ Scorpii	30	— 42 56	3	1	2,04	FO		1,4
128	α Ophiuchi	30	12 38	72	— 225	2,14	A5	049	*var.*
129	κ Scorpii	36	— 38 58	— 17	— 26	2,51	B2		*var.*
130	β Ophiuchi	39	4 37	— 36	164	2,94	KO	024	— 12,2
131	γ Draconis	17 54	51 30	— 23	— 18	2,42	K5	0″017	— 27,2
132	δ Sagittarii	18 15	— 29 52	22	— 23	2,84	KO		— 20,0
133	ε Sagittarii	18	— 34 26	— 33	— 124	1,95	AO		— 11,0
134	λ Sagittari	22	— 25 29	— 39	— 179	2,94	KO		— 43,2

N	Stella	α 1900,0	δ 1900,0	μ_α	μ_δ	*m*	*Sp*	π	V
		h m							
135	α Lyrae (*Wega*, *d*)	34	38 41	164	284	0,14	AO	0″,124	— 14,2
136	σ Sagittari	49	— 26 25	6	— 49	2,14	B3		— 14,0
137	ζ Sagittari (*d*)	56	— 30 1	— 22	1	2,71	A2		— 22,0
138	ζ Aquilae	19 1	13 43	— 12	— 91	3,02	A0	040	— 26,0
139	π Sagittari	4	— 21 11	— 3	— 35	3,02	F2	016	— 10,2
140	γ Aquilae	42	10 22	5	6	2,80	K2	018	— 2,4
141	δ Cygni (*d*)	42	44 53	36	48	2,98	A0	038	19,0
142	α Aquilae (*Altair*)	46	8 36	356	392	0,89	A5	204	— 20,0
143	α Pavonis (*bs*)	20 18	— 57 3	7	— 81	2,12	B3		1,8
144	γ Cigni.	19	39 56	— 2	— 1	2,32	F8p		— 5,4
145	α Cygni (*Deneb*)	38	44 55	— 8	5	1,33	A2p	005	— 4,0
146	ε Cygni (*bs*)	42	33 36	276	330	2,64	K0	041	— 10,0
147	α Cephei	21 16	62 10	204	51	2.60	A5	083	
148	ε Pegasi	39	9 25	13	10	2,54	K0	002	— 4,7
149	δ Capricorni (*bs*)	42	— 16 35	179	— 286	2,98	A5	114	*var.*
150	α Gruis	22 2	— 47 27	120	— 140	2,16	B5		12,0
151	α Tucanae	12	— 60 45	— 88	— 32	2,91	K2		45,0
152	β Gruis.	37	— 47 27	137	— 3	2,24	Mb		1,0
153	α P. Australis (*Fomalhaut*) .	52	— 30 9	249	— 159	1,29	A3	137	6,5
154	β Pegasi (*bs*)	59	27 32	134	147	2,61	Ma	016	8,7
155	α Pegasi (*bs*)	59	14 40	36	— 35	2,57	A0	038	*var.*

INDICE

INTRODUZIONE . . . . . Pag. V

PARTE PRIMA - URANOGRAFIA

Capitolo Primo - **Cenni storici sopra le costellazioni.**

§ 1. *Le costellazioni nell' antichità classica* - Generalità - Caldei - Egiziani - Ebrei - Greci . . . . . » 3

§ 2. *Le costellazioni da Tolomeo ai nostri giorni* . . . . . » 17

Capitolo Secondo - **Il cielo stellato.**

§ 1. *Nozioni generali* - Le stelle. Nomenclatura - Grandezze visuali delle stelle - Stelle multiple e variabili - Nebulose e gruppi stellari. Generalità - Nebulose planetarie - Nebulose irregolari - Nebulose spirali - Gruppi stellari - La Via Lattea . . . . . » 27

§ 2. *Le Costellazioni* - Le due Orse - Il Dragone, il Cocchiere, Cassiopea, Cefeo, Andromeda, Pegaso, Perseo - Triangolo Boreale, Ariete, Balena, Pesci, Pesce Australe, Acquario - Leone, Boote, Chioma di Berenice, Corona Boreale - Gemelli, Orione, Cane Maggiore, Cane Minore - La Lepre, l' Eridano, la Colomba, l' Unicorno, il Toro La Lira, Ercole, il Serpente, il Serpentario, il Cigno, l' Aquila, il Delfino, la Freccia, la Volpetta - Il Capricerno, la Vergine, lo Scorpione, il Sagittario - Idra, Cratere, Cancro, Bilancia - Altre costellazioni. . . . . » 59

§ 3. *Globi e Carte Celesti* . . . . . » 80

Capitolo Terzo - **La scintillazione delle stelle.**

§ 1. *Generalità* . . . . . » 87

§ 2. *Scintillometri* - Scintillometri superficiali - Scintillometri lineari - Scintillometri spettrali . . . . . » 90

§ 3. *Teoria della scintillazione* . . . . . » 93

Parte Seconda - URANOMETRIA

Capitolo Primo - **Fotometria stellare.**

§ 1. *Fondamenti Scientifici* . . . . . Pag. 103

§ 2. *Fotometria visuale* - Generalità - Metodo ottico di Argelander - Elementi costitutivi di un fotometro - Fotometri visuali. . . . . » 122

§ 3. *Fotometria Fotografica* - Generalità sulla fotografia - Principî di fotometria fotografica - Metodo degli annerimenti - Metodo dei diametri (o Metodo fuocale) . . » 141

§ 4. *Fotometria Fotoelettrica - Radiometria* - Generalità - Fotometro al selenio - Cella fotoelettrica - Radiometria - Radiometro di Nichols - Bolometro a vuoto (Vacuum bolometer) - Coppia termoelettrica a vuoto (Vacuum thermocouple) - Relazione tra le grandezze visuali e le grandezze bolometriche - Indice bolometrico . . . . » 160

§ 5. *Colorimetria - Distribuzione dell' energia nello spettro* - Colorimetria visuale - Equivalenti del colore - Misure della distribuzione dell' energia nello spettro stellare . » 177

§ 6. *Assorbimento atmosferico* - Generalità - Assorbimento quantitativo - Assorbimento qualitativo . . . . . » 191

Capitolo Secondo - **Spettroscopia stellare.**

§ 1. *Fondamenti scientifici* - Cenni storici - Generalità sopra gli spettri - Spettri a righe isolate - Costituzione dell' atomo - Teoria dei " quanta „ - Teoria delle serie spettrali - Righe dell' arco e della scintilla (enhanced lines) - Potenziale di jonizzazione - Cenni sulla teoria di M. Nad. Saha - Applicazioni della teoria di Megh Nad Saha alla astronomia siderale - Principali righe spettrali di alcuni elementi - Spettri a bande - Spettro continuo dei gas - Opacità dei gas jonizzati . . . . . » 203

§ 2. *Spostamenti delle righe spettrali - Effetto Doppler* - Generalità - Effetto Doppler - Applicazioni astronomiche dell' effetto Doppler - Larghezza delle righe spettrali - Effetto Zeeman e Stark - Effetto di pressione - Effetto Einstein . . . . . » 246

§ 3. *Osservazione visuale e fotografica degli spettri stellari* - Generalità - Prisma obbiettivo o camera prismatica - Uso della camera prismatica - Spettrografo - Uso simultaneo del prisma obbiettivo e del reticolo . . . . » 263

§ 4. *Esame degli spettrogrammi* - Generalità - Formola di Hartmann - Spettrocomparatore di Hartmann - Misura dell' intensità delle righe di uno spettrogramma - Importanza delle velocità radiali nell' astronomia stellare. Pag. 278

Capitolo Terzo - **Interferometria e diametri stellari.**

Generalità - Valutazione teorica dei diametri angolari dei dischi stellari - Teoria dell' interferometro - Descrizione dell' interferometro - Uso dell' interferometro - Lunghezza d' onda effettiva - Interferometro a reticolo . . » 295

Capitolo Quarto - **Parallassi e moti propri.**

Generalità sulle parallassi stellari - Metodo classico o trigonometrico. Cenni storici - Uso della fotografia per la determinazione delle parallassi trigonometriche - Riduzione delle lastre fotografiche e calcolo della parallasse - Parallassi spettroscopiche - Metodo del Boss - Metodo delle masse per le stelle doppie - Metodo del Belopolsky per i sistemi binari spettroscopici - Metodo delle Cefeidi - Moti propri . . . . . » 317

Capitolo Quinto - **Cataloghi stellari.**

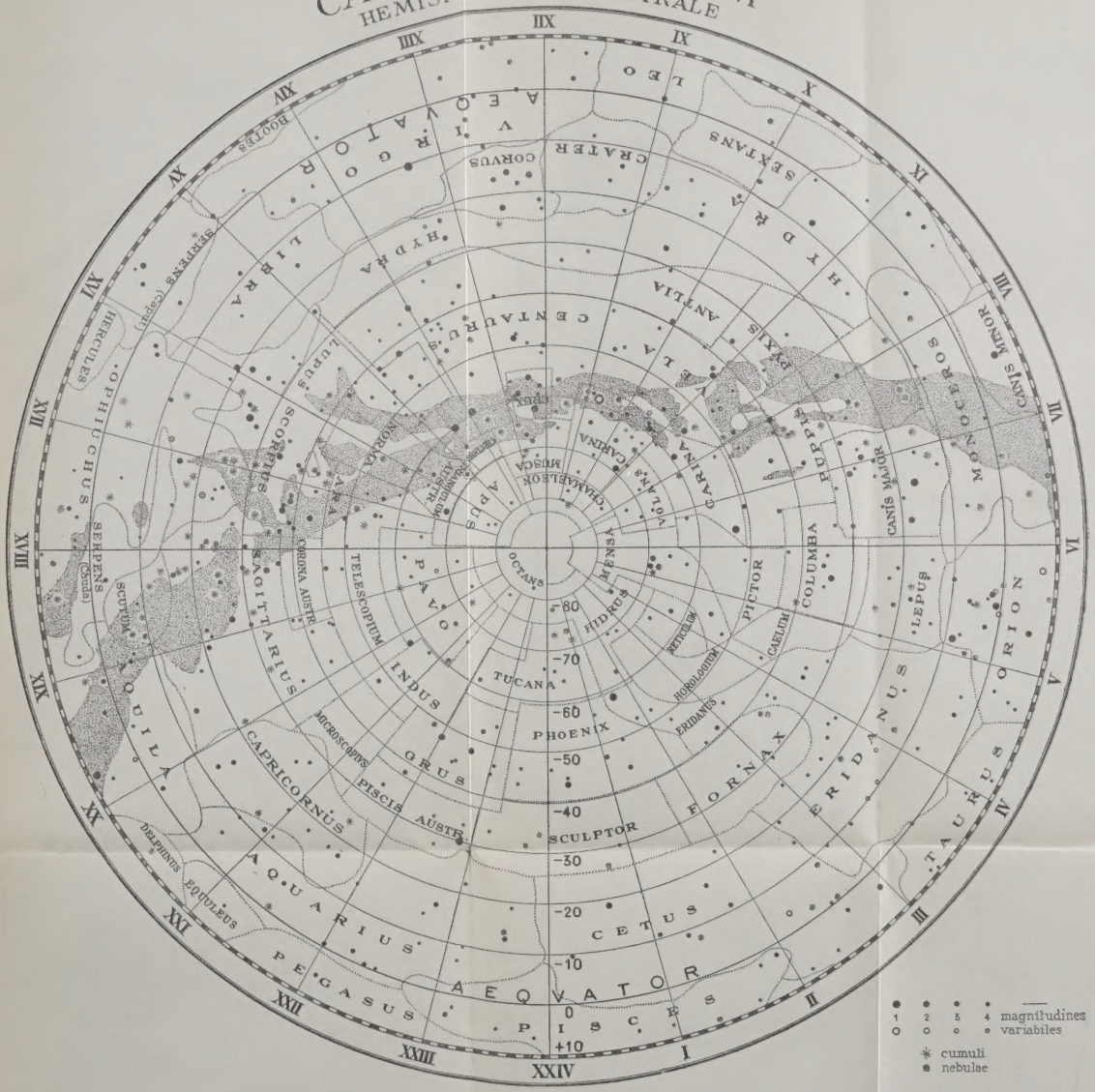
Generalità - Cataloghi visuali di posizione - Sistemi fondamentali - Cataloghi Astrografici - Cataloghi fotometrici, colorimetrici e spettroscopici - Cataloghi di velocità radiale e di parallasse - Cataloghi di stelle multiple e di stelle variabili - Cataloghi di Nebulose . . . . . » 353

Appendice . . . . . » 381

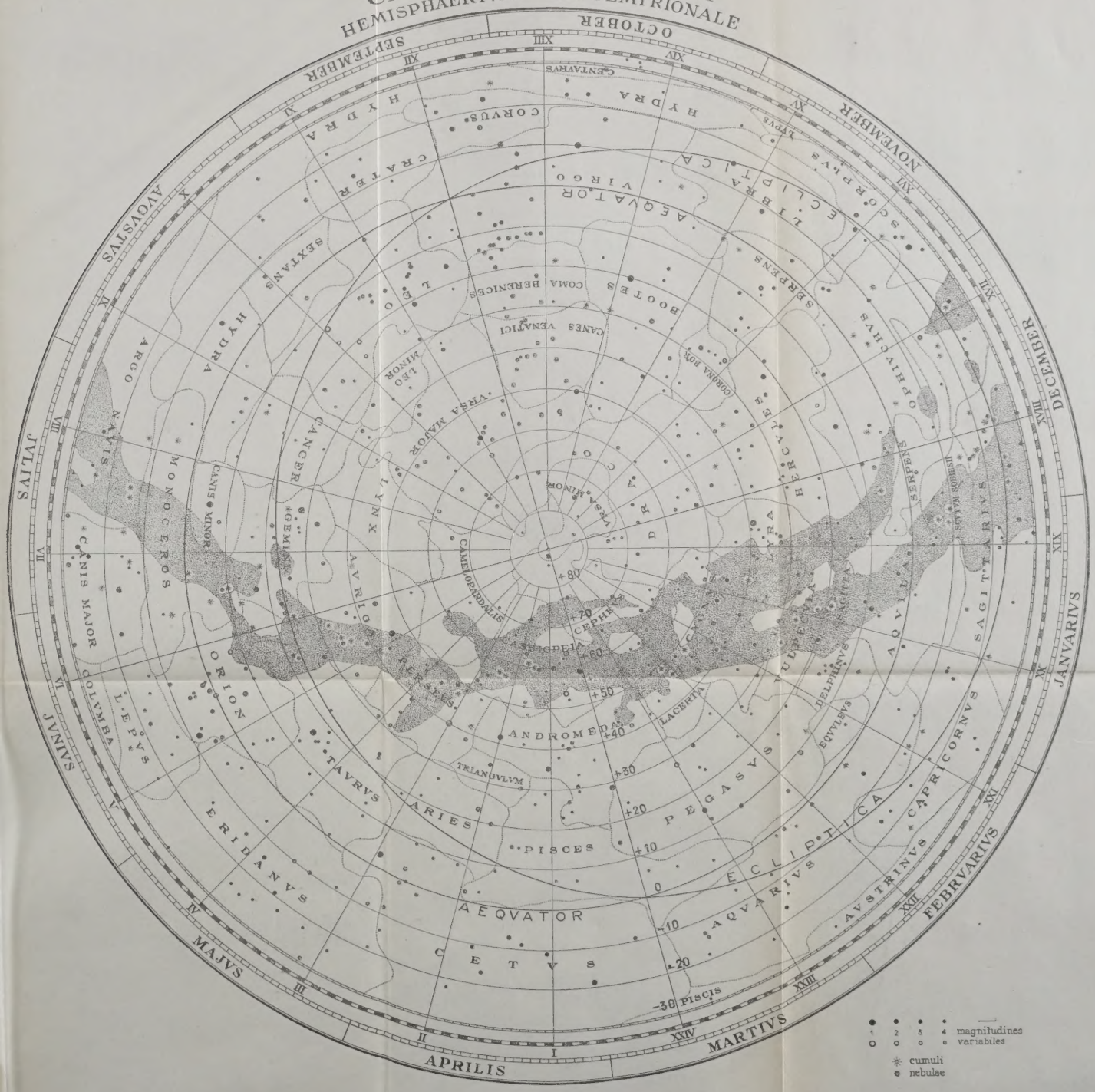
ERRATA

Pag.	*Riga*	*Invece di*	*Si legga*
15	14	Eudossio	Eudosso
29	3	Eolo	Atlante
53	12	contro	centro
66	16	$\delta\beta'$	$\beta\gamma$
121	penultima	l	di l
176	formula (3)	$e^{-\frac{h}{xT}}$	$e^{-\frac{hx}{T}}$
199	1	$\lambda = \frac{\beta}{\lambda^2}$	$\gamma = \frac{\beta}{\lambda^2}$
282	formula (138)	γ_i	λ_i
326	formula (85)	η	η'
339	18	(203)	(204)
326	formula (85)	η	η'
339	18	(203)	(204)

CAELVM STELLATVM
HEMISPHAERIVM AVSTRALE



CAELVM STELLATVM
HEMISPHAERIVM SEPTEMTRIONALE



242880

Astron
A

Author Armellini, Giuseppe

Title Trattato di astronomia siderale. Vol.1.

University of Toronto
Library

DO NOT
REMOVE
THE
CARD
FROM
THIS
POCKET

Acme Library Card Pocket
Under Pat. "Ref. Index File"
Made by LIBRARY BUREAU